

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

В. А. АМБАРЦУМЯН, А. А. БОЯРЧУК, Р. Е. ГЕРШБЕРГ,
Ю. Н. ЕФРЕМОВ (отв. секретарь),
Б. В. КУКАРКИН (отв. редактор), Д. Я. МАРТЫНОВ,
В. В. НИКОНОВ, П. Н. ХОЛОПОВ, В. П. ЦЕСЕВИЧ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

Под редакцией
Б. В. КУКАРКИНА

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1970

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к серии монографий «Нестационарные звезды и методы их исследования»	9
Предисловие к книге «Пульсирующие звезды»	15
Глава 1. Теория звездных пульсаций (С. А. Жевакин)	17
§ 1. Краткий исторический обзор развития пульсационной теории звездной переменности	17
§ 2. Физические основания теории пульсаций	25
§ 3. Единая интерпретация различных типов пульсационной звездной переменности	48
§ 4. Сопоставление теории с наблюдениями	55
Литература	61
Глава 2. Классические цефеиды (Ю. Н. Ефремов)	64
§ 1. Введение. Основные источники	64
§ 2. Краткий очерк истории исследований зависимости период — светимость	68
§ 3. Цефеиды в рассеянных скоплениях	71
§ 4. Светимость цефеид и положение начальной главной последовательности	77
§ 5. Определения светимости цефеид по их радиусам и зависимости период — плотность	81
§ 6. Зависимость период — светимость в других галактиках	84
§ 7. Кривые блеска цефеид	87
§ 8. Периоды цефеид	93
§ 9. Истинные показатели цвета цефеид	97
§ 10. Спектры цефеид	102
§ 11. Пространственно-кинематические характеристики цефеид	108
§ 12. Природа цефеид	112
Литература	119

Глава 3. Цепедды сферической составляющей (М. С. Фролов)	124
§ 1. Введение	124
§ 2. Особенности кривых блеска и цвета	126
§ 3. Показатели цвета и спектральные классы	131
§ 4. Спектральные особенности; кривые лучевых скоростей	134
§ 5. Радиусы и массы	136
§ 6. Пространственное распределение и кинематические характеристики	137
Литература	138

Глава 4. Звезды типа RV Тельца (В. П. Цесевич)	140
§ 1. Классификация звезд типа RV Tau	140
§ 2. Спектральная классификация звезд типа RV Tau	144
§ 3. Показатели цвета	147
§ 4. Лучевые скорости	151
§ 5. Кинематические особенности и распределение в пространстве	160
§ 6. Особенности звезды R Sct	162
§ 7. Физические условия в атмосфере U Mon	168
§ 8. Общие выводы	172
§ 9. Заключение	175
Литература	176

Глава 5. Звезды типа RR Лиры (В. П. Цесевич)	177
§ 1. Классификация звезд типа RR Lyr	177
§ 2. Стабильность колебаний блеска	179
§ 3. Спектральные особенности звезд типа RR Lyr	182
§ 4. Кинематика звезд типа RR Lyr	189
§ 5. Изменение лучевых скоростей и его интерпретация	197
§ 6. Распределение энергии в спектре и эффективные температуры	201
§ 7. Показатели цвета и их изменение	206
§ 8. Определение радиусов	213
§ 9. Эффект Блажко	214

§ 10. Эффект Блажко как результат интерференции двух колебаний	218
§ 11. Физические изменения, сопровождающие эффект Блажко	222
§ 12. Теоретическая интерпретация явлений, происходящих в звезде типа RR Lyr	226
Литература	238

Глава 6. Переменные звезды типа δ Щита (М. С. Фролов)	240
§ 1. Введение	240
§ 2. Фотометрические свойства	242
§ 3. Лучевые скорости	245
§ 4. Показатели цвета; спектральный класс	248
§ 5. Светимости	249
§ 6. Физические параметры переменных типа δ Sct	252
§ 7. Химический состав	253
§ 8. Тип населения	254
§ 9. Природа вторичной периодичности у звезд типа δ Sct	255
Литература	260

Глава 7. Карликовые цефеиды (М. С. Фролов)	263
§ 1. Введение	263
§ 2. Кривые блеска	264
§ 3. Показатели цвета; эффективные температуры	269
§ 4. Кривые изменения лучевых скоростей	272
§ 5. Спектральный класс. Химический состав	274
§ 6. Абсолютные величины	275
§ 7. Массы и другие физические характеристики	278
§ 8. Кинематические особенности. Пространственное распределение. Тип населения	279
Литература	281

Глава 8. Звезды типа β Цефея (О. А. Мельников, В. С. Попов)	282
§ 1. Введение	282
§ 2. Кривые лучевых скоростей	287
§ 3. Кривые блеска	290
§ 4. Зависимость период — спектральный класс (цвет) и период — светимость	292
§ 5. Спектральные особенности	294

§ 6. Теоретическая интерпретация наблюдательных данных	296
§ 7. Пространственно-кинематические характеристики	299
Литература	303

Глава 9. Долгопериодические переменные звезды типа Миры Кита (Я. Я. Икауникс)	303
§ 1. Общие вопросы	305
§ 2. U, B, V фотометрия	307
§ 3. Инфракрасная электрофотометрия	310
§ 4. Инфракрасные звезды	321
§ 5. Видимая область спектра	324
§ 6. Ударные волны	326
§ 7. Влияние поглощения света в атмосферах на наблюдаемые характеристики	331
§ 8. Средние абсолютные величины	337
§ 9. Пространственное распределение	339
§ 10. Кинематика	341
§ 11. Механизм переменности	345
Литература	345

Глава 10. Полуправильные и неправильные переменные звезды (Я. Я. Икауникс)	350
§ 1. Введение	350
§ 2. Распределение в пространстве, амплитуды и периоды	353
§ 3. Средние абсолютные величины	362
§ 4. Кинематика	365
Литература	367
Указатель имен	368

ПРЕДИСЛОВИЕ К СЕРИИ МОНОГРАФИЙ «НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ»

В последние годы развитие астрономии получило особое значение. Наблюдения в диапазоне радиочастот, выход в космос и возможность наблюдений в принципиально недоступных на Земле диапазонах ультракоротких частот создали совершенно новые источники информации. Резко возросла роль звезд, диффузной материи и звездных систем, как неоценимых естественных лабораторий, в которых сама природа организует эксперименты. Эти эксперименты принципиально нельзя поставить в условиях земных лабораторий, поскольку мы не можем создавать в них таких протяженностей, масс и гравитационных полей. Поэтому изучение процессов и явлений, происходящих в звездах, галактиках, межзвездном и межгалактическом пространстве, представляет огромный интерес и бесконечно расширяет возможности земного эксперимента.

По сравнению с физическими экспериментами в земных лабораториях, наблюдения и исследования процессов и явлений в космосе обладают специфическими особенностями. Пока мы не умеем еще ускорять или замедлять процессы на Солнце и звездах, в диффузных туманностях и в звездных системах. Развитие же космических объектов протекает медленно и десятков лет совершенно недостаточно, чтобы не только обнаружить сам процесс развития, но даже заметить *тенденции* в развитии... Однако задача изучения развития космических тел и связанных с этим явлений вовсе не является безнадежной. На помощь приходит множественность изучаемых объектов. Все они находятся на разных стадиях развития, относятся к формациям, созданным в различных начальных условиях и развивающимся в

своих специфических дальнейших условиях существования. Не случайно в течение последних десятилетий прочно обосновалась уверенность, что процесс звездообразования продолжается, что мы видим на небесной сфере одновременно объекты разного возраста, что возраст различных звездных систем заключен в широких пределах практически от нуля до десятков миллиардов лет.

Широкое распространение получило моделирование небесных тел и расчет их развития на основе познанных законов физики и определенной аксиоматики. Это — один из мощнейших методов современной астрофизики, хотя нет сомнения в том, что существующие сейчас представления о космических телах могут быть очень далеки от сложной действительности и наши идеализированные модели являются лишь грубыми приближениями к этой действительности... Но в руках астрофизиков всегда остаются почти неограниченные возможности наблюдения космических тел. Сопоставление наблюдаемых явлений с предсказываемыми теорией, постановка новых наблюдений, подсказанных теорией и служащих для ее проверки, поиски новых методов наблюдений, дающих принципиально новые характеристики космических объектов, — все это расширяет твердый фундамент надежно установленных фактов... Сопоставление же особенностей космических объектов и их систем с возрастными характеристиками и положением в пространстве уже открывает надежный путь к познанию путей развития.

Не менее важная и существенная возможность в понимании процессов развития космических объектов открывается в изучении быстро протекающих нестационарных процессов. По-видимому, при определенных условиях развития тех или иных космических формаций накапливаются внутренние противоречия, приводящие в конечном итоге к нестационарным процессам, иногда бурным, взрывообраз-

ным, иногда к периодическим изменениям. На наше счастье, такие процессы не являются редкостью среди космических объектов и с древнейших времен привлекают внимание. Эти явления (пульсация звезд, вспышки новых и сверхновых звезд, переменность квазаров и ядер некоторых галактик и многое другое) в сопоставлении с возрастными характеристиками, с наличием нестационарных объектов в звездных системах различных типов и т. д., являются мощным дополнительным источником познания процессов строения и развития звезд, звездных систем и межзвездной среды. Именно здесь в последние годы наши знания увеличивались особенно быстро. Назрела необходимость некоторого нового общего обзора фактов, обнаруженных при изучении нестационарных процессов в космосе. В первую очередь это относится к переменным звездам, изучение которых уже не одно столетие привлекает внимание астрономов и физиков.

За последние 40 лет было издано множество монографий о переменных и нестационарных звездах. Они носили весьма разнообразный характер. Часть из них была посвящена только описанию характерных особенностей переменности, часть — попыткам теоретического осмысления процессов переменности, часть — описанию физических особенностей, часть — сопоставлению характеристик переменных и нестационарных звезд с особенностями звездных систем или с проблемами звездных населений.

Задумывая эту серию монографий, мы отдавали себе отчет, что в наш век бурного роста информации она в какой-то мере устареет уже к моменту ее выхода в свет. Тем не менее мы решили, что создание ее очень полезно. Нам хотелось собрать в серии монографий прежде всего факты, достаточно надежно установленные, рассказать о познанных закономерностях в характеристиках переменных звезд и их взаимосвязи с теми космическими

формациями, в которых они встречаются. Вместе с тем мы не могли обойти и современные представления о теориях развития, несмотря на спекулятивность некоторых далеко идущих выводов. Мы считали своим долгом сравнивать наблюдательные данные с теоретическими представлениями, констатировать как согласие, так и противоречия.

Первая книга серии монографий («Пульсирующие звезды») посвящена пульсирующим переменным звездам различных типов, обзору их физических и пространственно-кинематических характеристик. Много внимания уделено влиянию роли этих звезд в изучении строения звездных систем. Характеристики многих из них, прежде всего цефеид и звезд типа RR Лиры, находят объяснение в теории пульсации их внешних слоев и этой теории посвящена отдельная глава.

Вторая книга («Эруптивные звезды») будет содержать сведения о эруптивных звездах, блеск которых изменяется иррегулярно вследствие бурных взрывообразных процессов на поверхности звезды. Физика этих звезд представляет особый интерес. Некоторые из них являются заведомо молодыми, другие же соответствуют поздним стадиям эволюции тесных двойных систем. Как и в первой книге, рассматриваются наблюдаемые характеристики звезд различных типов и излагаются современные взгляды на их природу, и, в тех случаях, когда это возможно, эволюционная история. В этой же книге специальная глава посвящена магнитным переменным звездам.

В третьей книге («Затменные переменные звезды») будет дан обзор сведений о затменных двойных звездах и изложены методы определения элементов их орбит и физических параметров компонентов. Эти звезды являются ценным, а иногда и уникальным источником сведений о важнейших параметрах звезд, таких как масса, радиус, температура и т. д. Особый интерес представляют системы,

в которых помимо затмений наблюдается нестационарность одного из компонентов; таким звездам посвящена отдельная глава.

Четвертая книга («Явления нестационарности и звездная эволюция») будет посвящена нестационарным объектам, играющим особо важную роль в звездной эволюции (например, сверхновые звезды). Много внимания уделено в этой книге уникальным, не поддающимся классификации звездам. Рассматривается также место феномена переменности и нестационарности в звездной эволюции. Отдельная глава посвящена явлениям нестационарности недавно обнаруженных незвездных объектов, о природе которых существуют лишь многочисленные гипотезы — это квазары, ядра галактик и др.

Наконец, пятая книга («Методы изучения переменных звезд») отведена систематическому изложению современной методики исследования переменных звезд, имеющей определенную специфику. Описываются фотометрические системы и стандарты, методы фотоэлектрической и фотографической фотометрии, особенности спектроскопических и поляриметрических наблюдений переменных звезд. Излагаются методы их открытия и определения периодов. Эта книга будет полезна не только наблюдателям переменных звезд, но и вообще наблюдателям-астрофизикам.

Уже это сжатое изложение тем новой монографии о переменных звездах показывает, как далеко шагнула наука за тридцать с лишним лет, истекших с тех пор, как в нашей стране началось издание первой монографии, посвященной этой теме*). Переменные ряда типов тогда вообще не были еще известны, а фактические сведения о

*) Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго, «Физические переменные звезды», 1937; Д. Я. Мартынов «Затменные переменные звезды», 1939; М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич, «Методы изучения переменных звезд», 1947.

звездах старых типов возросли теперь во много раз и, главное, существенно увеличилась их надежность, появилась новая их интерпретация. Небольшому коллективу авторов теперь не под силу охватить все многообразие мира переменных и нестационарных звезд, и неудивительно, что авторский коллектив нашей монографии превышает тридцать человек. Конечно, это не могло не привести к некоторой неоднородности изложения, сказавшейся прежде всего в разной степени детальности, с которой отдельные авторы описывают те или иные характеристики разных типов звезд. Однако все авторы стремились к всестороннему охвату своей темы и хотя написанные ими главы отражают их собственные взгляды, это является скорее достоинством, чем недостатком серии монографий, поскольку все авторы — авторитетные специалисты по соответствующему вопросу.

Перед авторами не ставилась задача детального освещения истории изучения переменных и нестационарных звезд, поскольку она подробно описана в серии монографий, изданной в 1937—1947 гг. Каждая глава снабжена библиографией, хотя и не исчерпывающей, но с достаточной полнотой отражающей работы последних лет; в ней принята система сокращенных обозначений изданий, используемая в «Общем каталоге переменных звезд».

Мы надеемся, что наша монография окажется полезной широкому кругу астрономов и физиков, студентов и подготовленных любителей астрономии, интересующихся фактическими данными о переменных и нестационарных звездах, методами их изучения и современными взглядами на их природу и эволюцию.

Выпуск монографии осуществляется по инициативе и под руководством Комиссии переменных звезд Астросовета АН СССР, принявшей соответствующие решения на своих XIV и XV пленумах.

Б. В. Кукаркин
Ю. Н. Ефремов

ПРЕДИСЛОВИЕ К КНИГЕ «ПУЛЬСИРУЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ»

Первая книга предлагаемой серии монографий посвящена проблемам переменности пульсирующих звезд. В ней затрагиваются вопросы теории звездной пульсации, подробно описываются пульсирующие переменные звезды различных типов. Упор делается на наиболее современную информацию о специфических особенностях пульсирующих переменных звезд. Особое внимание обращено на встречаемость переменных звезд в тех или иных звездных системах, в тех или иных составляющих сложных звездных систем. Сопоставляются фактические знания с требованиями теорий, построенных по тем или иным моделям. Наконец, делаются попытки найти наиболее вероятное место пульсирующих переменных звезд в звездной эволюции.

Уже более двадцати лет назад стало очевидным, что пульсация характерна не только для относительно молодых, формирующихся или недавно сформировавшихся звезд. Наличие пульсирующих звезд в паровых звездных скоплениях, в сферической составляющей нашей Галактики, разнообразие в химическом составе пульсирующих звезд, разнообразие их кинематики, — все это говорит о том, что пульсации характерны для самых различных стадий звездной эволюции. Вместе с тем для пульсирующих звезд характерна закономерная связь их морфологических свойств (длина периода изменения блеска, форма кривой блеска, химический состав) с их светимостью. Это делает их незаменимым инструментом в определении межзвездных

и межгалактических расстояний и изучении строения звездных систем.

Авторы книги стремились всесторонне охватить комплекс сведений о звездах данного типа, однако в некоторых случаях они подробнее рассказывали о своих работах и более кратко освещали вопросы, рассмотренные в недавно опубликованных обзорах.

Главы книги написали: С. А. Жевакин (Научно-исследовательский радиофизический институт, Горький), Ю. Н. Ефремов (Астрономический совет АН СССР, Москва), М. С. Фролов (Астрономический совет АН СССР, Москва), В. П. Цесевич (Астрономическая обсерватория, университет, Одесса), О. А. Мельников и В. С. Полюв (Главная астрономическая обсерватория АН СССР, Пулково), Я. Я. Икауниеке (Радиоастрофизическая обсерватория АН Латв. ССР, Рига).

Редколлегия и авторский коллектив глубоко скорбят о преждевременной кончине Яна Яновича Икауниеке, последовавшей во время подготовки рукописи к печати.

Б. В. Кукаркин

ТЕОРИЯ ЗВЕЗДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

С. А. Жевакин

Глава содержит краткое изложение физического содержания теории звездных пульсаций в том виде, как она сложилась к 1968 г. Полезные обзоры многих работ по теории звездной переменности, дополняющие главу, можно найти у Росселанда (1952), Леду и Вальравена (1958), Леду (1958), Леду и Уитни (1961), Кокса (1967) и Кристи (1966 d).

§ 1. Краткий исторический обзор развития пульсационной теории звездной переменности

Объяснение переменности звезд их пульсациями (собственными колебаниями) выдвинул впервые Риттер (1878—1883) в серии публикаций; оно было предложено также в 1896 г. Н. А. Умовым в прениях на защите диссертации Белопольским в связи с обнаружением последним периодического доплеровского смещения спектральных линий в атмосферах цефеид.

Открытие изменения температуры цефеид принесло новый довод в пользу пульсационной гипотезы, сделав невозможным объяснение этих изменений предположением о том, что цефеида есть тесная двойная система. После этого гипотеза пульсаций была высказана уже во вполне определенной форме в 1913 г. Пламмером, а в 1914 г. Шепли.

В 1918—1926 гг. появляются публикации Эддингтона (1918, 1919, 1926), заложившие основы теории консервативных (адиабатических) собственных радиальных колебаний газовых шаров. В этих же работах Эддингтон (1919, 1926) показывает, что свободные колебания звезд

должны быстро затухать (см. также Жевакин, 1953, в; Коке, 1955; Рабинович, 1957) и что поэтому в пульсирующих звездах должен непрерывно действовать механизм, осуществляющий преобразование тепловой энергии в механическую энергию пульсаций. Этот механизм, чтобы не получилось противоречия со вторым началом термодинамики, должен действовать по тому же самому принципу, что и все остальные термодинамические тепловые машины. Эддингтон (1919, 1926) выводит для случая малых колебаний удобную формулу для величины диссипации механической энергии колебаний W , возникающей в результате работы термодинамической машины, осуществляющей преобразование тепловой энергии в механическую:

$$W = - \oint_M \frac{\delta T}{T} dQ. \quad (1.1)$$

Здесь $\delta T/T$ есть относительное изменение температуры в течение рабочего цикла, возникающее в момент t в элементе массы «рабочего тела» dM , dQ — количество тепла, поступающее за время dt в элемент массы dM . Первый интеграл берется по всем элементам «рабочего тела», циклический интеграл берется по циклу колебаний (т. е. по времени).

Из формулы (1.1) видно, что диссипация энергии колебаний пропорциональна квадрату их амплитуды (как то и должно быть для линеаризованной задачи).

Если диссипация механической энергии $W > 0$, то механические колебания затухают; если $W < 0$ (случай «отрицательной диссипации»), то колебания раскачиваются. В этом последнем случае мы имеем преобразование тепловой энергии dQ , поступающей в систему, в механическую энергию колебаний этой системы.

Из формулы (1.1) видно, что особо благоприятным условием для этого является поступление тепла $dQ > 0$ преимущественно в тот момент, когда температура системы повышается (например, из-за ее сжатия), т. е. когда $\delta T/T > 0$. Именно по такому принципу работает любая термодинамическая машина, в частности, дизель. Для правильной работы дизеля необходимо, чтобы вспышка горю-

чего (и тем самым выделение энергии в камере) происходила в момент сжатия «рабочего тела», когда $\delta T/T > 0$.

Эддингтон (1926, стр. 200—203) указывает, применительно к звездным условиям, два возможных на основе термодинамической формулы (1.1) механизма возбуждения колебаний звезды. Первый механизм состоит в том, что генерация энергии благодаря, например, ядерным процессам в центре звезды, становится во время фазы сжатия звезды и соответственного повышения температуры более интенсивной, а в фазе расширения звезды, наоборот, менее интенсивной. Поэтому в фазе сжатия звезды из-за усиленного выделения ядерной энергии ($dQ > 0$) возникает прирост газового давления, а в фазе расширения, — наоборот, уменьшение давления, что создаст ситуацию, аналогичную необходимой при работе обычного дизеля.

Сразу же заметим, что последующие работы Коулинга (1934, 1935) (см. также Леду, 1941; Коке, 1955; Рабинович, 1957) показали неэффективность этого механизма в звездных условиях. Если предположить, как это молчаливо делалось во всех известных нам работах, что распределение амплитуды неадиабатических собственных колебаний реальной звезды вдоль радиуса близко к тому, которое получается для собственных колебаний адиабатической модели звезды*), то вследствие известного для адиабатических моделей звезды эффекта негомологичности колебаний, состоящего в росте относительной амплитуды собственных колебаний $\delta r/r$ от центра звезды к периферии в $10 \div 10^6$ раз (в зависимости от степени концентрации массы звезды к ее центру), ядерные реакции становятся неэффективными в отношении возбуждения колебаний. Именно, отрицательная диссипация энергии колебаний звезды, создаваемая ядерными реакциями, протекающими в ее центре, из-за относительно малой амплитуды центральных пульсаций оказывается недостаточной, чтобы скомпенсировать положительную диссипацию, возникающую из-за переноса энергии в периферической части звезды, имеющей значитель-

*) Неадиабатические собственные колебания с таким распределением амплитуд, называемые нами «обыкновенными» (см. Жевакин, 1956, а также Жевакин, 1957, 1958а), действительно будут существовать.

но большую амплитуду колебаний. Так, если плотность генерации ядерной энергии определяется выражением $\epsilon = \epsilon_0 \rho T^\alpha$, то при величине негомологичности колебаний, свойственной адиабатическим моделям звезды с подобной степенью концентрации массы к центру, и показателе политропы колебаний $\gamma = d \ln p / d \ln \rho \approx 5/3$, колебательная неустойчивость согласно Коулингу (1934, 1935) может возникнуть лишь при значениях α порядка сотен и даже тысяч, между тем как современная теория термоядерных реакций в звездах даст для α значения, равные самое большее нескольким десяткам. Что касается неадиабатических собственных колебаний звезды, названных нами «необыкновенными» (по той причине, что распределение относительной амплитуды колебаний $\delta r/r$ вдоль радиуса при таких колебаниях не имеет ничего общего с распределением, имеющим место при адиабатических собственных колебаниях), то эти «необыкновенные» колебания, при которых $\delta r/r$ имеет чрезвычайно острый и чрезвычайно большой по величине максимум именно в центре звезды, как раз из-за большой остроты этого максимума также не могут быть возбуждены энергией ядерных реакций (Жевакин, 1956).

Второй возможный механизм возникновения отрицательной диссипации [см. формулу (1.1)], «фантастический для обычной машины, но не обязательно фантастический для звезды» (перевод этого и последующих высказываний Эддингтона принадлежит автору), состоит в особом, «клапанном» действии среды на проходящий через нее поток энергии. Эддингтон описывает этот механизм следующим образом: «Предположим, что цилиндр машины проводит тепло и что проводимость обеспечивает постоянный поток тепла. Обычный метод приведения машины в действие состоял бы тогда в изменении поступающего в цилиндр тепла — в увеличении поступления в момент сжатия и уменьшении поступления в момент расширения. Это первая альтернатива. Но мы приходим к тем же самым результатам, если будем изменять отток тепла, уменьшая отток во время сжатия и увеличивая его во время расширения. Для осуществления этого второго метода мы должны звезду делать менее теплопроводящей в момент сжатия по сравнению с моментом расширения; иными словами, непрозрач-

ность должна увеличиваться при сжатии» (Эддингтон, 1926, стр. 202).

Опять-таки сразу же укажем, что и второй механизм в той его формулировке, которая дана Эддингтоном, не может осуществиться в звезде в качестве механизма раскачки ее колебаний. Как видно из приведенной цитаты, Эддингтон мыслил себе дело так, что вся звезда в момент сжатия из-за роста коэффициента непрозрачности во всем объеме задерживает поток энергии, а при расширении отдает его наружу. На самом деле это не может осуществиться по всей звезде, а только в определенном ее слое, как мы увидим, в слое двукратной критической ионизации гелия. Появление же в слое отрицательной диссипации отнюдь не требует того, что «непрозрачность должна увеличиваться при сжатии», «уменьшая отток во время сжатия и увеличивая его во время расширения». Иллюстрируем это утверждение следующим примером. Легко видеть, что если для простоты положить плотность потока энергии H равной $H = H_0 T^\theta$, где T — температура, θ — некоторый эффективный показатель, и считать, что как температура, так и амплитуда колебаний не меняются вдоль радиуса звезды (наш пример носит чисто иллюстративный характер), то условием возникновения в слое толщиной dr отрицательной диссипации ($dQ = \frac{\partial H}{\partial r} dr > 0$ при сжатии) будет не отрицательность эффективного показателя (как должно быть согласно формулировке Эддингтона, если учесть, что в момент сжатия температура возрастает), а отрицательность производной эффективного показателя θ по радиусу: $\frac{\partial \theta}{\partial r} < 0$ (Жевакин, 1957).

При этом возникновение отрицательной диссипации энергии колебаний всей звезды становится возможным лишь тогда, когда амплитуда колебаний слоя, в котором диссипация отрицательна, будет достаточно велика в сравнении с амплитудой колебаний тех слоев, в которых диссипация положительна. Для периферического слоя двукратной критической ионизации гелия это условие будет выполнено в том случае, если колебания звезды будут достаточно негомологичны, т. е. если амплитуда $\delta r/r$ будет достаточно быстро расти от центра звезды к ее пери-

ферии. Можно показать, что эффективность изложенного сейчас второго механизма с ростом негомологичности колебаний звезды стремится к «насыщению», которое наступает уже при той степени негомологичности колебаний, которая отвечает концентрации массы к центру у политропы индекса $n=3$ (Жевакин, 1958).

В последующей своей работе Эддингтон (1941) в связи с проблемой цефеид привлекает к рассмотрению зону критической ионизации водорода. В этой работе он хотя и выражает уверенность в существовании связи как сдвига фаз между колебаниями блеска и колебаниями лучевой скорости, так и соотношения период — светимость с периферической зоной ионизации водорода, однако не менее решительно склоняется к мнению, что поддержание пульсаций цефеид происходит не благодаря действию ионизованной зоны, а скорее всего благодаря возбуждающему действию ядерных реакций, и что «гипотеза отрицательной диссипации может быть выдвигается лишь в качестве последнего ресурса» (имеется в виду отрицательная диссипация, создаваемая вторым, т. е. клапанным, механизмом). Согласно Эддингтону (1941) «постоянный приток энергии ϵ_0 при высокой температуре недр звезды может быть превращен в механическую энергию пульсаций, если строение звезды предусматривает «клапанный механизм». Однако лишь в том случае, если условия существенно отличаются от предполагаемых нами, может возникнуть механизм, который будет регулировать поток тепла требуемым образом».

То обстоятельство, что пульсируют только звезды, занимающие на диаграмме Рассела определенную узкую полосу, Эддингтон, поскольку ядерные реакции (в зависимости от структуры звезды) не могут дать острого максимума раскачивающего действия, объясняет тем, что «пульсации связаны с локальным (в пространстве параметров — *С. Ж.*) уменьшением диссипации»; при этом он имеет в виду минимум положительной диссипации.

Более того, аргументируя неизбежность вывода о наличии связи между запаздыванием фазы и существованием критической зоны ионизации, в которой индекс θ , определяемый соотношением $\frac{\delta T}{T} = \theta \frac{\delta p}{p}$, становится значи-

тельно меньше единицы, Эддингтон основывается на положении, что второй механизм (т. е. клапанный механизм) не может осуществляться в звезде. Он показывает, что два предположения: а) индекс θ всюду постоянен; б) максимум излучения отстает на четверть периода относительно минимума радиуса, — с неизбежностью приводят к существованию отрицательной диссипации, обусловленной действием клапанного механизма. Отсюда при помощи «*ductio ad absurdum*» следует, поскольку согласно Эддингтону, клапанный механизм не может осуществляться в звездах (!), что одно из этих двух предположений должно быть отвергнуто. Так как положение б) основано на наблюдениях, то Эддингтон заключает, что должно быть отвергнуто положение а), т. е. должен существовать слой, в котором индекс θ испытывает резкое падение — зона критической ионизации.

Мы видим, таким образом, что в работе 1941 г. Эддингтон был еще далек от правильных представлений о природе звездной переменности.

Жевакин (1948), рассматривая цефеиды как автоколебательные системы и полагая, что ядерные реакции не могут быть причиной колебаний цефеид как из-за их неэффективности в связи с негомологичностью колебаний, так и из-за очень больших амплитуд автоколебаний, получающихся при допущении возбуждения автоколебаний энергией ядерных реакций (Жевакин, 1948; см. также Жевакин, 1952), разбирает вопрос о возможности поддержания автоколебаний звезд периферической зоной критической ионизации. Жевакин (1948) устанавливает (см. также Жевакин, 1953), что вследствие большой неадиабатичности колебаний зона критической ионизации водорода не может возбудить автоколебания звезд-гигантов, и выдвигает в качестве причины автоколебаний звезд зону двукратной критической ионизации гелия. В последующих работах Жевакин (1954 — 1960), в противоположность утверждению Эддингтона о не вероятности возбуждения колебаний звезд при помощи клапанного механизма, локализованного в зоне критической ионизации, которое может быть допущено «лишь в качестве последнего ресурса», показывает, что с помощью этого механизма в предположении содержания гелия в оболочках переменных звезд $\sim 15\%$

по числу атомов оказывается возможным объяснить как возникновение автоколебаний, так и (по крайней мере в линейном приближении) главные особенности основных типов пульсирующих переменных звезд.

В 1958—1960 г. к сходным с автором взглядом на природу звездной переменности приходят Кокс (1958, 1959, 1960) и Кокс и Уитти (1958). Необходимо, впрочем, отметить, что в этих первых зарубежных работах по теории возбуждения колебаний звезд периферической зоной критической ионизации не использовались некорректные методы решения уравнений неадиабатических колебаний звезд. Например, при решении этих уравнений отбрасывались члены того же порядка величины, что и остальные члены, определяющие эффект неадиабатичности колебаний; ряд других примененных в этих работах приемов также некорректен (см. по этому поводу полемику между Жевакиным, 1959а, 1960b, 1963а и Коксом и Уитти, 1963).

Работой Алешина (1959) начинается новый этап в развитии теории звездной переменности — изучение нелинейных колебательных режимов. В этой работе рассматриваются еще только консервативные нелинейные колебания звездных моделей; в последующих работах (Алешин, 1964а; Кристи, 1966а, b, c; см. также обзоры Кристи, 1966а, 1967) изучаются уже автоколебательные режимы звезд, что стало возможным благодаря применению быстродействующих электронных вычислительных машин.

Рассмотрение линеаризованных неадиабатических моделей колеблющихся звезд позволяет дать ответ только на вопросы, связанные с возбуждением колебаний и с положением полос пульсационно неустойчивых звезд на диаграмме Рассела, притом лишь в том случае, когда режим установления автоколебаний носит так называемый «мягкий» характер (см., например, Андронов, Витт, Хайкин, 1959). Рассмотрение же автоколебательных режимов открывает возможность непосредственного и детального сопоставления теории с данными наблюдений (относящимися как раз к автоколебательным режимам реальных звезд) и должно дать ответ на основные вопросы, которые возникают в связи с наблюдением переменных звезд. К ним относятся вопросы о величине амплитуды колебаний, сдвиге фаз между колебаниями блеска и колебаниями лучевой

скорости*), соотношении амплитуд колебаний лучевой скорости и колебаний блеска, установлении автоколебаний того или иного из колебательно неустойчивых обертонов, форме кривых автоколебаний блеска, лучевой скорости, температуры и т. д. и их мелких, но характерных деталей («горбов» и тому подобное), положении полосы неустойчивости переменных звезд на диаграмме Рассела в том (пока, на наш взгляд, гипотетическом) случае, когда согласно Кристи зона критической ионизации водорода именно благодаря нелинейности колебаний вносит заметную отрицательную диссипацию, периоде автоколебаний и т. д.

Особенно обширные расчеты автоколебательных режимов выполнены Кристи (1966а, 1967). Эти расчеты привели к ряду интересных и нетривиальных результатов, главные из которых, по нашему мнению, составляют выводы о том, что в автоколебательном режиме зона критической ионизации водорода играет значительно большую роль, чем о том можно судить по линеаризованной задаче и что, таким образом, режим возбуждения автоколебаний переменных звезд может носить жесткий характер. Однако, как нам представляется, в настоящее время нет уверенности в правильности результатов Кристи в связи с использованием последним некорректных граничных условий, что может совершенно исказить результаты расчета колебаний в столь периферическом слое звезды, каким является зона критической ионизации водорода.

§ 2. Физические основания теории пульсаций

Расчеты, выполненные автором в 1953 г. для содержания гелия в оболочке звезды в количестве 7% по числу атомов, показали (не опубликовано), что такая концентрация гелия не достаточна для возбуждения автоколебаний.

*) Хотя сдвиг фазы есть линейный эффект в том смысле, что он возникает и в линеаризованной задаче, лишь рассмотрение нелинейной автоколебательной задачи позволяет установить, какова будет величина этого сдвига в автоколебательном режиме и совпадает ли она с наблюдаемой величиной, относящейся, разумеется, к автоколебательному режиму реальной звезды.

Так как эффективность действия зоны критической двукратной ионизации гелия зависит не только от содержания гелия, но и от строения оболочки звезды (в первую очередь от величины отношения m_c/m_3 , см. ниже), не известного в настоящее время с достаточной определенностью, то сейчас трудно оценить тот нижний предел содержания гелия в оболочках звезд, который (при оптимальном значении параметра u_3 , см. ниже) окажется достаточным для возбуждения автоколебаний. По-видимому, этот нижний предел концентрации гелия заключен, в зависимости от строения оболочки, в пределах от 10 до 15% (по числу атомов).

При содержании гелия свыше 15% коэффициент непрозрачности водородно-гелиевой смеси, удельная теплоемкость и другие термодинамические параметры зоны критической ионизации He II быстро достигают насыщения. Поэтому дальнейшее увеличение содержания гелия мало влияет на эффективность зоны критической ионизации He II в отношении возбуждения колебаний звезды.

Как бы то ни было, вопрос о содержании гелия в оболочках переменных звезд приобретает первостепенное значение.

Из-за высокого потенциала ионизации гелия и относительно низких температур атмосфер переменных звезд пока не удалось установить его количество в атмосферах переменных звезд непосредственным анализом по кривым роста, и о содержании гелия в атмосферах переменных звезд приходится судить косвенно, по содержанию гелия в атмосферах горячих звезд и Солнца, для которых оно надежно оценивается в $\sim 15\%$ по числу атомов (Миннарт, 1957).

В 1957 г. удалось получить и непосредственное доказательство наличия гелия в атмосферах переменных звезд. Крафт обнаружил высвечивание спектральной линии гелия $\lambda 5876$ за фронтом ударной волны в оболочке переменной W Vir (Валлерштейн, 1959). Предполагая, что заселенность уровней за фронтом ударной волны такая же, как и в состоянии термодинамического равновесия, Валлерштейн (1959) пришел к выводу, что отношение водорода к гелию по числу атомов в W Vir заключено в пределах от 3:1 до 10:1.

Перейдем теперь к изложению физических основ теории пульсационной переменности.

Расчеты показали (Жевакин, 1953b, 1955a, 1959b; Роза и Унзольд, 1948; Бём-Витензе, 1958), что зона критической ионизации He II расположена в звезде на глубине, соответствующей температуре $T = 35000 \div 55000^\circ$.

$C_v \cdot 10^{-8}$ эрг/г-град

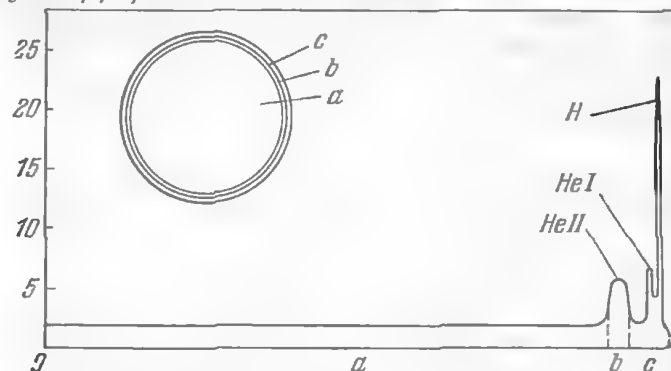


Рис. 1. Области звезды a , b , c (с соблюдением относительного масштаба). Внизу представлено измерение удельной теплоемкости при постоянном объеме c_v и расположение зон критической ионизации He II, He I и H вдоль радиуса звезды.

Для удобства изложения разобьем звезду на внутреннюю по отношению к зоне область a , на зону критической двукратной ионизации гелия b и на атмосферу c , лежащую над зоной b (рис. 1) *).

Пусть звезда совершает радиальные колебания на фундаментальной частоте. Диссипация механической колебательной энергии звезды за время периода колебаний в случае малых колебаний определяется согласно формуле

*) Жевакин (1958b, c; 1959a, b, c; 1960a) в качестве зоны критической ионизации He II, т. е. зоны b , условно принимал такую зону статической модели звезды, в которой $\gamma_1 - 1 = (d \ln T / d \ln \rho)_{\text{ад}} < 0,26$ (содержание гелия 14,3% по числу атомов).

(1.1) выражением

$$W = - \oint_a \frac{\delta T}{T} dQ - \oint_b \frac{\delta T}{T} dQ - \oint_c \frac{\delta T}{T} dQ, \quad (1.2)$$

где циклические интегралы берутся по циклу колебаний, а вторые интегралы — по объемам областей a, b, c ; $\delta T/T$ — относительное изменение температуры при колебаниях (синусоидальное во времени), dQ — тепло, поступающее при колебаниях в соответствующую область a, b или c за время dt .

Используя теорему о среднем, можно переписать выражение (1.2) в виде

$$\begin{aligned} W &= - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_a dQ - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_b dQ - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_c dQ = \\ &= + \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_a L_a dt - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_b (L_a - L_b) dt - \\ &\quad - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_c (L_b - L_c) dt, \quad (1.3) \end{aligned}$$

где $(\delta T/T)_a, (\delta T/T)_b, (\delta T/T)_c$ — значения, усредненные по областям a, b, c , а L_a, L_b, L_c — потоки тепла, проходящие соответственно через внешние границы областей a, b, c . Первый член формулы (1.3), представляющий собой диссипацию энергии колебаний внутренней части звезды $W_{\text{вн}}$, равен (Жевакин, 1958а)

$$\begin{aligned} W_{\text{вн}} &= \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_a L_a dt = \\ &= \frac{1}{2} z L_0 \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{ог}} \left(\frac{\delta L}{L_0} \right)_a = \frac{1}{2} z \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{ог}} \delta L_a, \quad (1.4) \end{aligned}$$

где $(\delta T/T)_{\text{ог}}, \delta L_a$ — амплитуды величин $(\delta T/T)_a$ и L_a на внутренней границе зоны, z — так называемый фактор негомологичности колебаний звезды, для моделей с достаточно большой степенью концентрации массы к центру (концентрация массы у политропы индекса $n = 3$ уже достаточна) с точностью до 4% равный 0,537 (Жевакин, 1958а).

Из формулы (1.2) видно, что для возникновения в области b отрицательной диссипации необходимо, чтобы во время сжатия звезды (и зоны), когда $\delta T/T > 0$, область b (ионизованная зона) поглощала тепло ($dQ_b > 0$), а во время расширения, когда $\delta T/T < 0$, его теряла ($dQ_b < 0$).

Возникновение отрицательной диссипации при колебаниях ионизованной зоны с лучистым переносом энергии *) особенно легко понять из рассмотрения квазиадиабатического приближения. Так как в зоне критической ионизации He II величина $\gamma_1 - 1 = (d \ln T / d \ln \rho)_{\text{ад}}$ понижается до значений $\gamma_1 - 1 = 0,25 \div 0,35$ (Жевакин, 1953b, 1955a, 1959b), то температура T изменяется при колебаниях звезды незначительно по сравнению с плотностью [ибо $(\delta T/T)_{\text{ад}} = (\gamma_1 - 1) (\delta \rho / \rho)_{\text{ад}}$, а величина $\gamma_1 - 1$ мала], и изменения плотности ρ независимо от величин показателей m, s (в их реально возможных пределах) **) становятся

*) Можно показать (см. Жевакин, 1955b, а также Алешин, 1967, 1968), что, несмотря на конвективную неустойчивость зоны критической ионизации He II и обусловленную ею конвекцию, у гигантов и сверхгигантов лучистый перенос энергии преобладает в зоне над конвективным переносом, вследствие чего ионизованную зону He II гигантов и сверхгигантов можно рассматривать как находящуюся в лучистом равновесии. Наоборот, в ионизованных зонах карликов вследствие большой плотности их атмосферы конвективный перенос энергии преобладает над лучистым. По этой причине карлики и субкарлики не могут пульсировать, ибо зона с конвективным переносом энергии неспособна к поддержанию автоколебаний звезды (Жевакин, 1955b; Алешин, 1967, 1968).

**) Отметим, что Бекер и Киппенхан (1962) неправильно утверждают, что механизм возникновения отрицательной диссипации обусловлен видом зависимости коэффициента непрозрачности κ от плотности и температуры, т. е. значениями показателей m и s . В действительности, как мы сейчас это видели, вид этой зависимости играет второстепенную роль в сравнении с той основной ролью, которую в отношении увеличения величины κ при сжатии зоны ионизации играет малость величины $\gamma_1 - 1$. В другом месте Киппенхан и Вайгерт (1966) утверждают, что если бы Эддингтон пользовался не принятым в его время законом непрозрачности Крамерса $\kappa = \kappa_0 \rho T^{-3/2}$, а тем законом, который принят в настоящее время, то он открыл бы причину колебаний цефеид еще к 1926 г. В этой связи заметим, что наши первые расчеты (Жевакин, 1953b; 1954a, б) были выполнены для закона непрозрачности $\kappa = \kappa_0 \rho T^{-3}$, почти совпадающего с законом Крамерса, и тем не менее они выявили существование отрицательной диссипации, создаваемой зоной ионизации He II.

ся определяющими для изменений коэффициента непрозрачности $\gamma = \gamma_0 \rho^m T^{-s}$ в зоне критической ионизации He II (при содержании гелия около 15% по числу атомов в зоне He II $m \approx 0,85$, $s \approx 1,0$; см. Явст, 1954). Поэтому при сжатии коэффициент непрозрачности зоны либо возрастает, либо если и убывает, то не так сильно, как в прилегающей к зоне области a , а при расширении звезды либо убывает, либо если и возрастает, то слабее, чем в области a . Соответственно этому поток излучения L_a , поступающий в зону из внутренней части звезды a и определяемый известной формулой

$$L = - \frac{4\pi a T}{3\kappa\rho} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1.5)$$

при сжатии звезды будет либо возрастать, либо если и убывать, то не так сильно, как в области a , а при расширении звезды либо убывать, либо если и возрастает, то не так сильно, как в области a . Поэтому зона b должна будет при сжатии поглощать образовавшийся в это время прирост потока излучения, поступающего из области a , а при расширении звезды — усиленно (по сравнению со случаем отсутствия зоны) излучать энергию наружу. Осуществляющееся таким образом клапанное действие ионизованной зоны сохраняется, как показывает расчет, и при не слишком неадиабатических колебаниях. В результате зоной b создается отрицательная диссипация.

Ясно, что если в области b благодаря энергии, поступающей туда из области a , возникает отрицательная диссипация, то в области a , теряющей эту энергию, одновременно должна возникать положительная диссипация. Вопрос о том, будут возбуждаться колебания звезды или нет, сводится, таким образом, к тому, какая из диссипаций окажется больше по абсолютной величине (диссипацией в области c мы пока пренебрегаем, считая ее малой; мы увидим далее, что в случае цефеид, в противоположность случаю долгопериодических переменных типа α Ceti, такое предположение оправдано).

На первый взгляд может показаться, что так как в зоне ионизации b значение величины $(\gamma_1 - 1)$ мало по сравнению с ее значением в области a (где $\gamma_1 - 1 \approx 2/3$),

вследствие чего колебания температуры в зоне окажутся относительно невелики, то зона b не сможет создать достаточную для возбуждения колебаний отрицательную диссипацию. На самом деле вследствие неомоготичности колебаний, т. е. роста величины относительной амплитуды колебаний плотности $\delta\rho/\rho$ в зоне b по сравнению со значением этой величины в области a и соответствующему росту величины $\delta T/T$, это не так, как показывают нижеследующие оценки, носящие, впрочем, в противоположность численным расчетам (Жевакин, 1956, 1959а, б, с, 1960а), чисто иллюстративный характер.

Предполагая, что в зоне b прирост потока энергии, возникающий в области a при сжатии, либо полностью поглощается (т. е. $L_b = 0$), либо сдвигается по фазе на $\pi/2$ (что в энергетическом отношении эквивалентно полному поглощению), и используя формулу (1.4), можем для модуля отношения диссипации W_b в зоне b к диссипации W_a в области a написать:

$$\begin{aligned} \left| \frac{W_b}{W_a} \right| &= \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{0b} L_0 \frac{\delta L_a}{L_0}}{\frac{1}{2} z \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{0r} L_0 \frac{\delta L_a}{L_0}} = \frac{(\gamma_1 - 1)_b \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{0b}}{\frac{2}{3} z \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{0r}} \approx \\ &\approx \frac{(\gamma_1 - 1)_b \frac{1}{(\gamma_2)_b} \left(\gamma_2 \frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{0b}}{\frac{2}{3} z \frac{1}{(\gamma_2)_r} \left(\gamma_2 \frac{\delta\rho}{\rho} \right)_r} \approx \frac{(\gamma_1 - 1)_b (\gamma_2)_r}{\frac{2}{3} z (\gamma_2)_b}, \quad (1.6) \end{aligned}$$

где $\gamma_2 = (d \ln P / d \ln \rho)_{ad}$, и учтено, что с большой степенью точности $\gamma_2 (\delta\rho/\rho) = \text{const}$ вдоль радиуса звезды [точнее, величина относительной амплитуды давления $(d\rho/\rho)_{ad} = \gamma_2 (\delta\rho/\rho)_{ad}$ меняется вдоль оболочки звезды почти независимо от того, каково значение γ_2 в оболочке; аналогичный подход был применен Эддингтоном (1927) при расчете неадиабатических колебаний].

Для возбуждения колебаний необходимо, чтобы

$$\left| \frac{W_b}{W_a} \right| = \frac{(\gamma_1 - 1)_b (\gamma_2)_r}{\frac{2}{3} z (\gamma_2)_b} > 1. \quad (1.7)$$

Так как применительно к условиям в зоне критической ионизации He II $(\gamma_1 - 1)_b \approx 0,30$, $(\gamma_2)_r = 5/2$; $(\gamma_2)_b \approx 1,3$ (Жевакин, 1953в, 1955а, 1959а), то для гомологичных колебаний, для которых $z = 1$, согласно (1.6) $|W_b/W_a| = 0,577 < 1$, т. е. модель однородной плотности не может быть возбуждена зоной критической ионизации.

Известно, однако, что с ростом концентрации массы звезды к центру фактор негомологичности колебаний z быстро убывает и уже для звезд с концентрацией массы к центру, превышающей концентрацию у полиτροпы индекса $n = 3$, безотносительно к структуре звезды и к виду зависимости коэффициента непрозрачности от температуры и плотности, становится с точностью до 4% равным $z = 0,537$ (Жевакин, 1958а). Поэтому колебания моделей звезд с достаточно большой концентрацией массы к центру, при соблюдении ряда других благоприятствующих условий, о которых речь будет идти ниже, могут быть возбуждены зоной критической ионизации; оценка по формуле (1.7) дает в этих случаях $|W_b/W_a| = 0,577/0,537 = 1,07 > 1$.

Из формулы (1.7) видно также, что при очень малых значениях $(\gamma_1 - 1)$ в зоне ионизации последняя становится неэффективной в отношении возбуждения колебаний для любых моделей; так будет, в частности, для водородной зоны ионизации (для которой характерны очень низкие значения величины $(\gamma_1 - 1)$).

Очевидно, что если колебания зоны b заметно неадиабатические, то такая зона не в состоянии создать достаточную отрицательную диссипацию, будучи неспособной к существенному поглощению потока излучения. Действительно, предположим на мгновение обратное. Тогда поглощенная при сжатии слоя энергия, вызвав заметное неадиабатическое нагревание слоя, должна будет уменьшать коэффициент непрозрачности этого слоя $\kappa = \kappa_0 r^{0,85} T^{-0,65}$. Вследствие этого слой станет прозрачным для излучения и «выпустит» задержанную им (по предположению) энергию, не создав, таким образом, отрицательной диссипации.

В связи с существованием определенной степени неадиабатичности колебаний у способной к поддержанию автоколебаний звезды гелиевой зоны возникает необходимость в количественной оценке степени неадиабатичности

колебаний. В качестве параметра, позволяющего достаточно точно и вместе с тем просто характеризовать степень неадиабатичности колебаний рассматриваемого слоя звезды, введем отношение неадиабатического изменения температуры $(\delta T/T)_{\text{неад}}$, возникающего из-за притока тепла в слой во время его сжатия или расширения, рассчитанного в предположении квазиадиабатических бесконечно малых колебаний слоя, к возникающему при этом одновременно из-за сжатия или расширения адиабатическому изменению температуры $(\delta T/T)_{\text{ад}}$:

$$y = \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{неад}} : \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{ад}} = \frac{\Delta \left(\frac{\delta L}{L_0} \right)_{\text{нв. ад}} L_0 P}{\pi \Delta M c_v T (\gamma_1 - 1) (\delta \rho / \rho)_{\text{ад}}} \quad (1.8)$$

Здесь P — период, ΔM — масса слоя, c_v — удельная теплоемкость слоя при постоянном объеме, $(\gamma_1 - 1) (\delta \rho / \rho)_{\text{ад}} = (\delta T / T)_{\text{ад}}$.

Относительно определения параметра неадиабатичности колебаний (1.8) (Жевакин, 1953) следует сделать два замечания. Во-первых, истинное неадиабатическое изменение температуры при колебаниях звезды будет в силу принципа Ле Шателье — Брауна меньше рассчитанного из квазиадиабатического приближения. Во-вторых, эффективная удельная теплоемкость слоя, поскольку он меняет свой объем и совершает механическую работу, отличается от удельной теплоемкости при постоянном объеме c_v . Оба эти обстоятельства, однако, несколько не снижают значения введенного описанным выше образом параметра для оценки неадиабатичности колебаний данного слоя звезды и, в частности, для сопоставления степени неадиабатичности колебаний распределенной и соответствующей ей дискретной модели.

Если колебания ионизованной зоны b заметно неадиабатические (параметр неадиабатичности колебаний $y_b > 2 \div 2,5$), то, как только что выяснилось и как это показывают расчеты при помощи дискретной модели (Жевакин, 1954б, 1959б, с, 1960а), зона не может создать достаточно для возбуждения автоколебаний отрицательную диссипацию.

В другом крайнем случае, когда колебания зоны b весьма близки к квазиадиабатическим ($y_b < 0,5$), в зоне

возникает значительная по величине отрицательная диссипация. Однако в этом случае она более чем компенсируется положительной диссипацией, возникающей в лежащей над зоной областью c , и положительной диссипацией в квазиадиабатической области a (последняя, в отличие от диссипации в области c , при изменении параметра u остается, разумеется, неизменной). Дело в том, что если при данной структуре звезды зона критической ионизации He II расположена так глубоко, что колебания лежащей над ней области c также близки к адиабатическим, то последние, поскольку для них индекс политропии колебаний $\gamma = 5/3$ *), оказываются связанными со столь большой положительной диссипацией энергии колебаний, что автоколебания звезды делаются невозможными.

Из сказанного следует, что гелиевая зона может оказаться эффективной в отношении поддержания автоколебаний звезды лишь при определенной степени неадиабатичности ее колебаний.

Расчет показывает, что соответствующий интервал значений параметра неадиабатичности колебаний зоны He II есть $u_a = 0,5 \div 2,5$.

Последнее условие накладывает определенные ограничения на структуру звезд, способных к автоколебаниям.

Заметим, что, кроме этого условия, необходимо также выполнение «грубого» условия, требующего осуществления преимущественно лучистого переноса энергии в ионизованной зоне (Жевакин, 1956b). Для этого необходимы достаточно малые ускорения тяготения в атмосферах звезд, такие, какие наблюдаются у гигантов и сверхгигантов; карлики же пульсировать не могут (Жевакин, 1955b).

В связи с тем, что параметр неадиабатичности колебаний ионизованной зоны играет центральную роль во всей теории (его величина определяет как наступление пульсационной переменности, так и ее тип), необходимо знать зависимость этого параметра от основных параметров звезд.

*) В области c расположены зоны критической ионизации He I и H, в которых $\gamma \approx 1$. Однако массы этих зон значительно меньше массы слоя с $\gamma_1 \approx 5/3$, расположенного в области c между зонами критической ионизации He II и He I. Поэтому эффективный индекс политропии колебаний области c можно считать равным $\gamma_1 \approx 5/3$.

ды (таких, как масса M , радиус R , светимость L , период P).

Чтобы составить себе общее представление о влиянии этих параметров на величину u_a , определяющую собой степень неадиабатичности колебаний зоны критической ионизации He II, возьмем в качестве модели звезды политропу индекса n и предположим для простоты, что степень ионизации газа не зависит от давления и определяется только его температурой (Жевакин, 1955a; 1956).

Как известно, температура и плотность политропных шаров могут быть найдены при помощи соотношений

$$T = T_c u, \quad \rho = \rho_c u^n,$$

где u — функция Эмдсена индекса n , а центральная температура и центральная плотность звезды заданы формулами

$$T_c = \frac{\eta G M R'}{R_{\text{гас}} (n+1) M' R}, \quad (1.9)$$

$$\rho_c = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{R'}{R} \right)^3 \frac{M}{M'}, \quad (1.10)$$

где G — постоянная тяготения, η — молекулярный вес, $R_{\text{гас}}$ — газовая постоянная, R' и M' — радиус и масса звезды в единицах Эмдсена, R и M — радиус и масса звезды в обычных единицах.

В силу предположения о независимости ионизации от давления температура зоны ионизации должна быть одна и та же во всех моделях звезд. Пользуясь (1.9), отсюда получаем

$$T = T_c u \approx \frac{M}{R} u = \text{const.}$$

Таким образом, для величины u в зоне имеем

$$u \sim \frac{R}{M}. \quad (1.11)$$

Принимая во внимание, что в оболочке звезды температурный градиент dT/dr почти постоянен, в силу (1.9) —

(1.14) находим

$$\frac{dT}{dr} \sim \frac{T_c}{R} \sim \frac{M}{R^2} \sim q, \quad (1.12)$$

$$\rho \sim \frac{M}{R^3} u^n \sim \frac{M}{R^3} \frac{R^n}{M^n} = M^{1-n} R^{n-3}. \quad (1.13)$$

Здесь ρ — плотность зоны ионизации.

Толщина зоны ионизации d равна

$$d \sim \frac{1}{dT/dr} \sim \frac{R^2}{M} \sim \frac{1}{g}.$$

Отсюда и из (1.13) для массы зоны ионизации ΔM получаем

$$\Delta M = 4\pi R^2 \rho d \sim R^2 M^{1-n} R^{n-3} \frac{R^2}{M} M^{-n} R^{n+1}. \quad (1.14)$$

Так как период колебаний $P \sim 1/\sqrt{\frac{M}{R^3}} = R^{3/2} M^{-1/2}$, то в силу (1.14) для параметра неадиабатичности колебаний зоны получаем

$$y_3 \sim \frac{\rho L_0}{\Delta M} \sim R^{3/2} M^{-1/2} M^n R^{-(n+1)} L_0 = M^{n-1/2} R^{-n+2} T_{\text{eff}}^{-1}. \quad (1.15)$$

Численные расчеты строения оболочек звезд с содержанием 15% He и 85% H по статической теории показывают, что эффективный индекс политропы оболочек цефеид получается равным $n \approx 2,5$, тогда как для долгопериодических переменных $n \approx 1,5$.

Видно, что в случае существования колебательной неустойчивости рост амплитуды колебаний не будет происходить неограниченно, т. е. должна будет установиться некоторая конечная амплитуда автоколебаний. Действительно, с ростом амплитуды колебаний положительная диссипация энергии колебаний, возникающая во внутренней области звезды a , для не очень больших по амплитуде колебаний растет приблизительно пропорционально квадрату амплитуды колебаний, тогда как величина отрицательной диссипации, создаваемой зоной двукратной ионизации гелия, ограничена конечной поглощательной спо-

собностью этой зоны и с ростом амплитуды колебаний быстро стремится к «насыщению».

Основываясь на этих соображениях, Жевакин (1954с, 1955а) показал, что болометрическая амплитуда автоколебаний светимости δL_c цефеид (и вообще звезд, для которых характерна относительная малость диссипации в области с) может быть оценена по формуле

$$\delta L_c \approx 0,42 \frac{E_1}{P}, \quad (1.16)$$

где P — период, а $E_1 = 0,5 \frac{\chi_1 \Delta M}{m_{\text{He}}}$ характеризует энергетическую емкость зоны двукратной ионизации гелия (χ_1 — второй ионизационный потенциал гелия, e — относительное содержание гелия по массе, ΔM — масса зоны двукратной ионизации гелия, m_{He} — масса атома гелия). Отметим, что формула (1.16) дает, так сказать, максимальную амплитуду автоколебаний, устанавливающуюся при структуре оболочки звезды, оптимальной для возбуждения автоколебаний. Действительная амплитуда автоколебаний из-за отклонения параметров оболочки (в первую очередь параметра y_3) от оптимальных может быть значительно меньше или даже равной нулю.

Оценка амплитуды автоколебаний δ Сер по формуле (1.16) дает значение $\delta L_c = 1,9 \cdot 10^{36}$ эрг/сек, которое согласуется с наблюдаемым значением $\delta L_c = 2,15 \cdot 10^{36}$ эрг/сек (Жевакин, 1954с, 1955а).

Здесь уместно сказать несколько слов о проблеме асимметрии автоколебаний, в частности, о проблеме асимметрии кривой лучевых скоростей.

После интегрирования этой кривой можно заметить, что энергичное движение поверхности звезды в состоянии сжатия сменяется замедленным движением вблизи максимального расширения. Еще Эддингтоном (1919, 1926) было сделано естественное заключение, что такая асимметрия движения вызвана изменением упругости газа, которая повышается при сжатии звезды. Однако попытка объяснить таким образом асимметрию колебаний переменных звезд при помощи консервативной (адиабатической) модели звезды однородной плотности, совершающей гомологичные колебания, потерпела неудачу, приведя при

заданной наблюдением амплитуде колебаний лучевых скоростей к чрезмерно малой асимметрии колебаний (Бхатнагар и Котарп, 1944). К такому же результату привел и ряд работ Сена (1948), Шварцшильда и Саведова (1949), Прасада (1949), Купваха (1953) и Гурма (1960), исследовавших асимметрию адиабатических колебаний моделей с разной степенью концентрации массы к центру так называемым методом Росселанда (1943, 1952). Последний метод является, однако, неадекватным существу задачи, так как сводит вопрос о колебаниях данной модели звезды к уравнениям, по сути дела, не имеющим никакого отношения к описанию колебаний этой модели (Жевакин, 1952, 1959а; Алешин, 1959).

Неудача этих попыток привела некоторых авторов к выводу, что для объяснения величины асимметрии колебаний необходим будто бы учет неадиабатичности колебаний. Это, однако, не так, о чем свидетельствует хотя бы то обстоятельство, что при расчете линейных колебаний учет неадиабатичности весьма мало меняет как фазу, так и амплитуду колебаний смещения звезды $\delta r/r$ (Жевакин 1954b, 1959b, 1960a)*).

Лаутману (1957) удалось получить кривые адиабатических колебаний, обладающие значительной асимметрией. Но для этого Лаутман решает задачу с неправильными граничными условиями, исключаящими в линейном приближении отраженную волну. Если же граничные условия таковы, что ведут к образованию стоячей волны, то никакой асимметрии Лаутман не получает.

В. И. Алешин (1959) впервые показал при помощи расчета нелинейных адиабатических колебаний дискретной пятислойной модели оболочки звезды, что при величине полумплитуды колебаний, даваемой наблюдениями ($\sim 5\%$ от радиуса звезды), асимметрия колебаний получается порядка наблюдаемой, если только негомологичность колебаний достаточно велика [например, если она

* Нельзя не согласиться, однако, с тем, что степень неадиабатичности колебаний, не определяя существенно величину асимметрии, может вызвать заметную разницу в значениях лучевой скорости, получающихся при одной и той же степени сжатия, но разных направлениях движения поверхности звезды [см. фазовые диаграммы для δ Сер и η Aql, рис. 46 обзора Лоду и Вальравена (1958)].

такова, как у современных моделей звезд гигантов (Эпштейн, 1950)].

В дальнейшем В. И. Алешин (1964а) провел расчет нелинейной неконсервативной модели звезды, совершающей автоколебания. При этом была получена не только требуемая наблюдениями асимметрия колебаний блеска и колебаний лучевой скорости, но, у некоторых моделей, и различного рода горбы на нисходящей или восходящей ветви кривой колебаний, похожие на горбы, наблюдаемые, например, у цефеиды η Aql и переменных типа RV Tau. При этом сдвиг фазы автоколебаний блеска относительно фазы автоколебаний лучевой скорости, в зависимости от модели звезды, может получиться либо как у долгопериодических переменных типа Миры Кита (Алешин, 1964а) либо как у цефеид (Кристи, 1966а, b, c). Обширные расчеты нелинейных и неконсервативных колебаний звезд, в особенности их формы, были выполнены Кристи (1966а, b, c, d, 1967).

Чтобы понять, почему значительная асимметрия колебаний может возникнуть при условии достаточно большой негомологичности колебаний, рассмотрим такой идеализированный предельный случай. Пусть колебания таковы, что сфера радиуса r_1 , проходящая через наружные слои звезды, неподвижна, тогда как сфера радиуса $r_2 > r_1$ (координаты и там и тут лагранжевы) совершает колебания с амплитудой $\delta r_2/r_2 \approx 0,05$. Тогда, несмотря на малость амплитуды, степень сжатия газа между сферами $r = r_1$ и $r = r_2$, а следовательно и асимметрия колебаний, может быть очень велика, если только $r_2 - r_1$ достаточно мало (т. е. если достаточно велика негомологичность колебаний).

Перейдем теперь к изложению физической картины образования сдвига фаз между колебаниями блеска и колебаниями радиуса переменных звезд. Объяснение амплитудно-фазовых соотношений между колебаниями блеска и колебаниями радиуса переменных звезд было до недавнего времени камнем преткновения для пульсационной теории.

Как отмечалось выше и как это подробно обосновано Жевакиным (1955b) и Алешиным (1968), перенос энергии в зоне двукратной критической ионизации гелия пропе-

ходит преимущественно лучистым, а не конвективным способом, т. е. определяется формулой (1.5). Беря от последней логарифмическую вариацию, найдем

$$\frac{\delta L}{L_0} = -1,85 \frac{\delta p}{p} + 3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r}, \quad (1.17)$$

где учтено, что при химическом составе звезды 15% гелия и 85% водорода (по числу атомов) коэффициент

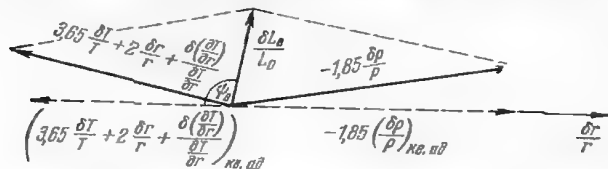


Рис. 2. Векторная диаграмма, поясняющая возникновение в ионизованной зоне (т.е. в области b) сдвига фазы $\psi_b \approx \pi/2$ между колебаниями относительного смещения $\delta r/r$ и колебаниями относительного изменения потока излучения по выходе из зоны $\delta L_b/L_0$.

непрозрачности поглощающей части зоны критической ионизации He II может быть, согласно расчетам Мяс (1954), аппроксимирован формулой

$$\kappa = \kappa_0 p^{0,65} T^{-0,65}.$$

Чтобы уяснить себе, каким образом возникает отставание фазы колебаний потока излучения при его прохождении через ионизованную зону, рассмотрим колебания звезды и зоны при помощи векторной диаграммы рис. 2 сначала в квазиадиабатическом приближении.

Вследствие того, что определяемый соотношением $(\delta T/T)_{\text{кв. ад}} = (\gamma_1 - 1) (\delta p/p)_{\text{кв. ад}}$ индекс адиабаты γ_1 в зоне критической ионизации γ_2 понижается и становится равным $\gamma_1 = 1,25 \div 1,35$, входящий в формулу (1.17) член $-1,85 (\delta p/p)_{\text{кв. ад}}$ (изображенный на векторной диаграмме рис. 2 пунктиром) может превзойти там по абсолютной величине сумму членов

$$\left(3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r} \right)_{\text{кв. ад}}$$

(изображенную на рис. 2 также пунктиром; подчеркнем, что эта сумма в первую очередь определяется ее первым членом, значительно превосходящим по величине два других члена).

При учете неадиабатичности колебаний эти векторы поворачиваются и занимают положения, схематически изображенные на рис. 2 сплошными линиями; геометрическая сумма этих векторов $\delta L_b/L_0$ изображает собой вектор относительных колебаний плотности потока излучения, выходящего из зоны ионизации b (модуль вектора представляет относительную амплитуду колебаний потока излучения по выходе из зоны, угол $\psi_a = \psi_b$ — запаздывание по фазе эпохи максимума потока излучения по выходе из зоны относительно эпохи максимума сжатия звезды). Из диаграммы рис. 2 видно, что сдвиг фазы колебаний плотности потока излучения по выходе из зоны $\psi_a \approx \pi/2$, а амплитуда колебаний в несколько раз меньше амплитуды колебаний плотности потока излучения перед входом в зону (ибо там $\left| 3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r} \right| \gg \left| 1,85 \frac{\delta p}{p} \right|$).

Таким образом, зона ионизации демпфирует амплитуду проходящего через нее потока излучения в несколько раз.

То обстоятельство, что при неадиабатических колебаниях векторы $\left(3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r} \right)$ и $-1,85 \frac{\delta p}{p}$ займут именно такие положения, какие указаны на схематической диаграмме рис. 2, подтверждают как расчет (Жевакин 1954b, 1959b, 1960a), так и непосредственные соображения. В качестве такового приведем применительно, например, к величине $3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r}$ следующее рассуждение. Величина эта с большой точностью может быть аппроксимирована своим первым членом $3,65 \frac{\delta T}{T}$. Разложим его на адиабатическую и неадиабатическую части:

$$3,65 \frac{\delta T}{T} = 3,65 \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{ад}} + 3,65 \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{неад}},$$

где $(\delta T/T)_{\text{неад}}$ обусловлено поглощением (или отдачей) потока излучения зоной. Если колебания смещения

внутренней границы зоны описывать выражением $\delta r/r = A_0 \sin \omega t$, то временная зависимость колебаний потока излучения на внутренней границе ионизованной зоны, где колебания можно считать квазиadiaбатическими и где $\gamma_1 \approx 5/3$, будет вида $\delta L_0/L = -B_0 \sin \omega t$ (т. е. в момент максимального сжатия звезды поток становится максимальным, сдвиг фазы $\psi = 0$). На внешней границе зоны

$$\frac{\delta L_b}{L_0} = -B_1 \sin(\omega t - \psi_a),$$

где

$$B_1 \ll B_0 \quad (A_0, B_0, B_1 > 0).$$

Количество же поглощенного зоной b тепла Q_b будет определяться интегралом

$$Q_b = \int [-B_0 L_0 \sin \omega t + B_1 L_0 \sin(\omega t - \psi_a)] dt = \\ = \frac{B_0 L_0}{\omega} \cos \omega t - \frac{B_1 L_0}{\omega} \cos(\omega t - \psi_a).$$

Поскольку величина $3,65 (\delta T/T)_{\text{неад}}$ пропорциональна поглощенному количеству тепла Q_b (имеются в виду малые колебания) и находится с ним в фазе, то

$$3,65 \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{неад}} \sim B_0 \cos \omega t - B_1 \cos(\omega t - \psi_a),$$

т. е. вектор величины $3,65 (\delta T/T)_{\text{неад}}$ на векторной диаграмме будет направлен почти (поскольку $B_1 \ll B_0$) вертикально вверх. Отсюда и следует, что при учете неadiaбатичности колебаний вектор $3,65 \delta T/T = 3,65 (\delta T/T)_{\text{ад}} + 3,65 (\delta T/T)_{\text{неад}}$, а значит, и мало от него отличающийся вектор $3,65 \delta T/T + 2\delta r/r + \frac{\delta(\partial T/\partial r)}{\partial T/\partial r}$, займет положение, указанное на рис. 2

При увеличении неadiaбатичности колебаний (оно может быть достигнуто, например, увеличением равновесной величины светимости L_0 в принятой нами модели звезды) вектор $\delta L_b/L$ на диаграмме рис. 2 будет поворачиваться слева направо, а угол запаздывания ψ_b будет при этом уменьшаться от π до 0. Из рис. 2 видно также, что для того, чтобы при конечной степени неadiaбатичности колебаний ионизованной зоны в ней мог возникнуть сдвиг фазы $\psi_b = \psi_a \approx \pi/2$, необходимо, чтобы выполнялось условие

(Жевакиш, 1954d)

$$\left(\frac{\delta L_b}{L} \right)_{\text{кв. ад}} > 0 \quad \text{при} \quad \frac{\delta r}{r} > 0. \quad (1.18)$$

В нашем примере это означает, что

$$\left| \left(-1,85 \frac{\delta p}{p} \right)_{\text{ад}} \right| > \left| 3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta(\partial T/\partial r)}{\partial T/\partial r} \right|_{\text{ад}}.$$

Условие (1.18) будет и достаточным, если только параметр неadiaбатичности колебаний зоны y_a не слишком велик (чем сильнее неравенство (1.18), тем больше может быть параметр y_a).

То обстоятельство, что появление у потока энергии запаздывания либо опережения по фазе на угол $\psi_a \approx \pm \pi/2$ связано с возникновением отрицательной диссипации даже тогда, когда собственно поглощение колебаний потока энергии зоной отсутствует, т. е. поток энергии проходит через зону без изменения своей амплитуды, проще всего уяснить на примере гомологичных (однородных) колебаний объема ионизованной зоны (дискретная модель). Если эти колебания объема V происходят по закону $\delta V = A \cos \omega t$, а равные по амплитуде, но сдвинутые на угол $\psi_a = \pm \pi/2$ (здесь и в дальнейшем верхний знак для случая запаздывания, нижний знак для случая опережения) колебания поступающего и выходящего из зоны потоков энергии суть соответственно $\delta L_a(\omega t) = -B \cos \omega t$ и

$$\delta L_b(\omega t) = -B \cos \left(\omega t \mp \frac{\pi}{2} \right) = \mp B \sin \omega t,$$

то при квазиadiaбатических колебаниях $(\delta T/T)_{\text{ад}} = -C \cos \omega t$, тогда как при полностью неadiaбатических колебаниях (т. е. при таких колебаниях, при которых изменение температуры обусловлено исключительно поглощением или отдачей тепла)

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{полн. неад}} = D \left[\delta L_a \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) - \delta L_b \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right] - \\ = D \left[-B \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) + B \cos \left(\omega t \mp \frac{\pi}{2} \right) \right] = \\ = \begin{cases} DB \sqrt{2} \sin \left(\omega t - \frac{3\pi}{4} \right) & \text{при } \psi_a = \frac{\pi}{2} \\ DB \sqrt{2} \cos \left(\omega t - \frac{3\pi}{4} \right) & \text{при } \psi_a = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (1.19)$$

(постоянные $A, B, C, D > 0$). Поэтому при квазиadiaбатических колебаниях, как в случае запаздывания, так и в случае опережения, диссипация энергии колебаний будет равна

$$W_{\text{кв. ад}} = - \oint (\delta L_a - \delta L_b) \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{кв. ад}} dt = \\ = \oint \left[\left(-B \cos \omega t + B \cos \left(\omega t \mp \frac{\pi}{2} \right) \right) \times (-C \cos \omega t) dt = \right. \\ \left. - - \frac{1}{2} BC < 0 \right]$$

[т. е. будет такая же, как и в случае полного поглощения, когда $\delta L_b(\omega t) \equiv 0$], а при полностью неadiaбатических колебаниях в силу (1.19)

$$W_{\text{полн. неад}} = - \oint (\delta L_a - \delta L_b) \left(\frac{\delta T}{T} \right)_{\text{полн. неад}} dt = 0,$$

как при $\psi_a = +\frac{\pi}{2}$, так и при $\psi_a = -\frac{\pi}{2}$.

В реальном случае неadiaбатических колебаний величина отрицательной диссипации будет, очевидно, промежуточной между значениями $-\frac{1}{2}BC$ и 0, получающимися в обоих предельных случаях.

В связи с тем, что в литературе встречаются утверждения о том, что будто бы сдвиг фазы $\psi \approx \pm \pi/2$ отвечает максимальной отрицательной диссипации (Кокс, 1958; Кокс и Уитни, 1958), представляется желательным подчеркнуть два обстоятельства:

1) при фиксированных амплитудах потоков энергии, как в этом можно убедиться при помощи аналогичных элементарных соображений, максимум отрицательной диссипации будет возникать не при $\psi_a = \pm \pi/2$, а при $\psi_a = \pi$;

2) если не требовать постоянства амплитуды потока энергии при его прохождении через ионизованную зону, т. е. допустить возможность поглощения колебаний потока энергии зоной, то значительная отрицательная диссипация будет возникать и при сдвиге фаз $\psi_a = 0$.

Вообще, при полном (практически при почти полном) поглощении колебаний потока энергии зоной (т. е. при

$\delta L_b(\omega t) \equiv 0$) величина создаваемой зоной отрицательной диссипации не будет зависеть от величины сдвига фазы колебаний выходящего из нее потока энергии по отношению к колебаниям потока энергии, поступающего в зону. Поэтому могут быть звезды, у которых $\beta \approx 0$ (см. об этом ниже).

Подчеркнем, что условие (1.18) и условие достаточной малости параметра неadiaбатичности колебаний зоны y_a есть необходимые и достаточные условия для возникновения сдвига фазы $\psi_a \geq \pi/2$ у потока излучения, выходящего из ионизованной зоны. Фаза же и амплитуда потока излучения на выходе из звезды будет зависеть еще и от величины параметра неadiaбатичности колебаний тех слоев звезды, которые расположены над зоной критической ионизации He II. Расчет показывает (Жевакин, 1954b, 1959b), что если параметр неadiaбатичности колебаний данного слоя $y \geq 2,5$, то такой слой неспособен к заметному поглощению потока излучения и, следовательно, неспособен заметно изменить амплитуду и фазу колебаний проходящего через него потока излучения. Это понятно и непосредственно (Жевакин, 1954d, 1955c).

Действительно, допустим, что параметр неadiaбатичности колебаний зоны критической ионизации He II близок к предельному значению $y_a \approx 2,5$, при котором зона еще в состоянии поглотить тот прирост потока излучения, который поступает из внутренней квазиadiaбатической области звезды а во время ее сжатия, и создать у колебаний потока излучения запаздывание на угол $\psi_a \geq \pi/2$. Пусть, например, $y_a = 1,5$. В таком случае слой с, наружный по отношению к зоне критической ионизации He II, будучи значительно разреженнее зоны, вследствие этого будет обладать столь большой неadiaбатичностью колебаний ($y_c \approx 4$), что окажется неспособным существенно изменить «сформированную» зоной ионизации He II амплитуду и фазу колебаний потока излучения. Поток излучения выйдет на поверхность звезды с тем сдвигом фазы $\psi_c \approx \pm \pi/2$ и с той уменьшенной в $3 \div 10$ раз амплитудой колебаний (в сравнении с амплитудой колебаний потока излучения, поступающего в зону), которые были созданы зоной He II. Соответственно сдвигу фаз $\psi_c \approx \pm \pi/2$ мы получим в этом случае явление перемешности типа цефеид.

возникать (по сравнению со случаем квазиадиабатических пульсаций) не отставание, как неправильно получил Эддингтон (1927), а опережение фазы кривой блеска относительно фазы кривой смещения поверхности $\delta R/R$ (т. е. $\psi_c < 0$). Действительно, так как наружные слои колеблются сильнее внутренних, то при сжатии звезды рассматриваемый слой отдает наружу энергии больше, чем он получит от глубже лежащих слоев. Вследствие этого слой при сжатии звезды должен терять энергию, т. е. мы приходим к той же диаграмме рис. 3, что и для случая долгопериодических переменных типа α Ceti [с той, конечно, разницей, что на этот раз охлаждение слоя по соответствию сдвиг фаз получается значительно меньше (а именно, $\psi_c \approx -1^\circ$), ибо отсутствует «перехват» идущего изнутри потока энергии глубже расположенной зоной ионизации]. Соответствующий расчет см. Жевакин (1954b).

В интервале значений y_3 , промежуточном между интервалами, отвечающими случаю цефеид и случаю долгопериодических переменных типа α Ceti, мы должны получить непрерывный переход сдвига фазы ψ_c от значения $\psi_c \approx -\pi/2$ к значению $\psi_c \approx +\pi/2$.

§ 3. Единая интерпретация различных типов пульсационной звездной переменности

Изложенная в § 2 физическая картина образования сдвига фаз у переменных звезд подтверждена расчетами линейных неадиабатических колебаний оболочки звезды (Жевакин, 1954b, 1959b, 1960a; Алешин, 1964b); особенно она прослежена в работах Жевакина (1960a) и Алешина (1964b).

В работах Алешина (1964a) и Кристи (1966a, b, c, d) рассчитан «сдвиг фазы» между колебаниями блеска и лучевой скорости в режиме автоколебаний (точнее, сдвиг между эпохами, например, максимума блеска и максимума лучевой скорости, поскольку о фазе можно говорить лишь в случае синусоидальных колебаний). Оказалось, что учет нелинейности колебаний приводит не столько к действительному изменению величины «сдвига фаз», сколько к изменениям из-за искажения формы колебаний (Алешин, 1964a).

На рис. 4 воспроизведен рис. 2 работы Жевакина (1959b), представляющий результаты расчета линейных неадиабатических колебаний трех конкретных четырехслойных сферических моделей оболочки с содержанием водорода 85,7%, гелия 14,3% (по числу атомов). Как показали проведенные Жевакиным расчеты, фазово-амплитудные соотношения между колебаниями блеска и колебаниями радиуса звезды, а также и степень пульсационной неустойчивости звезды, при заданном химическом составе определяются в основном величиной параметра неадиабатичности колебаний пониженной зоны y_3 и величиной отношения m_a/m_α массы атмосферы m_a (т. е. массы области с) к массе зоны m_α (т. е. массе области b), и весьма мало зависят от остальных параметров оболочки (Жевакин, 1959b). Вследствие этого графики рис. 4 являются универсальными, т. е. годными и для моделей других оболочек того же химического состава.

На рис. 4 сплошными линиями изображены сдвиги фаз $\psi \equiv \psi_c$ между эпохами максимума блеска и минимума радиуса звезды*) в зависимости от десятичного логарифма параметра неадиабатичности колебаний зоны критической ионизации He II. Штрих-пунктиром изображены зависимости от $\lg y_3$ отношений d амплитуды потока излучения по выходе из звезды к амплитуде потока излучения при входе в зону критической ионизации He II [напомним, что в качестве последней условно принимается слой, в котором $\gamma_1 - 1 = (d \ln T / d \ln \rho)_{\text{ад}} < 0,26$]. Величина d характеризует демпфирующее действие, оказываемое зоной критической ионизации He II на амплитуду потока излучения, проходящего через оболочку звезды. Пунктиром изображены те части кривых, для которых полная диссипация энергии колебаний звезды положительна (рис. 5) и которые поэтому не соответствуют пульсирующим звездам. Кривые построены для значений $m_a/m_\alpha = 0,822; 0,894; 0,930$.

Нелишне будет пояснить, что тем двум точкам кривой сдвига фазы ψ при $m_a/m_\alpha = 0,822$ (см. рис. 4), для которых

*) Для цефеид $\psi \approx 90^\circ$, для долгопериодических типа α Ceti $\psi \approx -90^\circ$. Схема отсчета углов по отношению к колебаниям радиуса звезды $\delta r/r$ изображена в правом нижнем углу рис. 4.

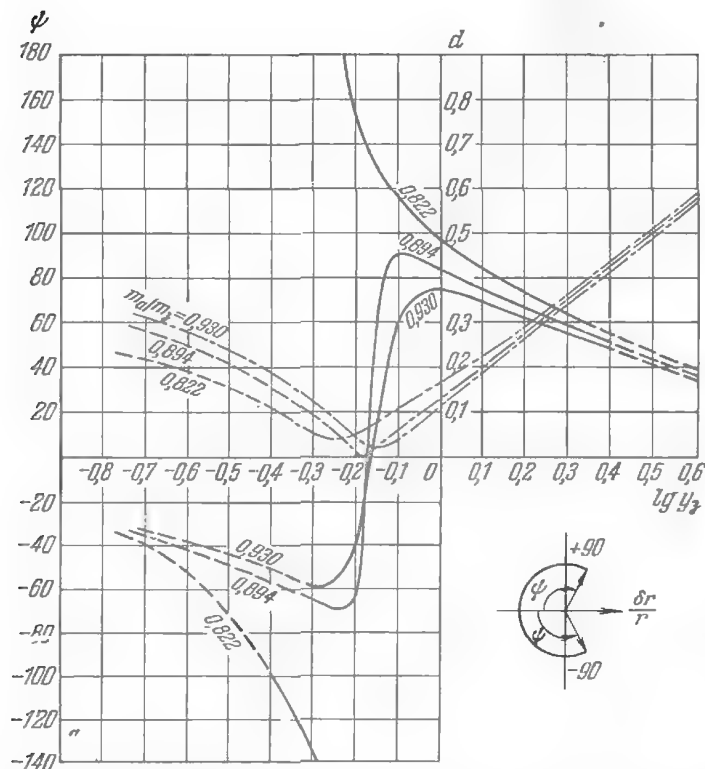


Рис. 4. Сдвиг фазы ψ (кривые —) между колебаниями выходящего из звезды потока излучения и колебаниями радиуса звезды (— $\delta r/r$) и величина d (кривые ---) отношения амплитуды выходящего из звезды потока излучения к амплитуде потока излучения, поступающего в зону, в зависимости от логарифма параметра неадиабатичности колебаний зоны критической ионизации He II. Штрихпунктиром (— · —) нанесены те части кривых, для которых диссипация полной энергии колебаний звезды положительна. Кривые построены для разных значений отношения m_a/m_3 массы области s (атмосферы) m_a к массе зоны критической ионизации He II m_3 .

$\psi = +180^\circ$ и $\psi = -180^\circ$, в действительности отвечает только одна точка, т. е. две ветви этой кривой следует представлять себе при $\lg y_3 = -0,23$ переходящими одна в другую. Иными словами, для установления взаимно однозначного соответствия кривые рис. 4 следовало бы изобразить не на плоскости, а на цилиндре, откладывая вдоль образующей цилиндра величину $\lg y_3$, а вдоль его направляющей — циклическую координату ψ .

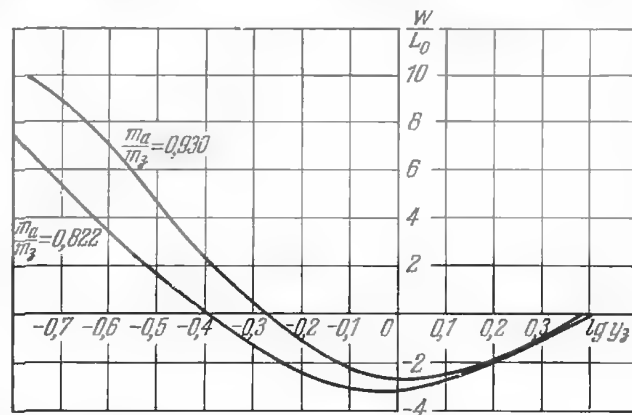


Рис. 5. Приведенная диссипация W/L_0 полной энергии колебаний звезды в зависимости от параметра неадиабатичности колебаний зоны критической ионизации He II при $m_a/m_3 = 0,822; 0,930$.

На рис. 5 для двух значений $m_a/m_3 = 0,822; 0,930$ построена приведенная диссипация W/L_0 полной энергии колебаний звезды в зависимости от логарифма параметра неадиабатичности колебаний y_3 зоны He II, полученная при помощи расчета на четырехслойной дискретной модели (Жевакин, 1959b). Графики рис. 5 являются универсальными в том же смысле, что и графики рис. 4.

Как мы сейчас увидим, из графиков рис. 4 следует, что теория позволяет получить из одной и той же модели при различных значениях двух параметров модели — отношения m_a/m_3 и величины y_3 — все основные типы пульсационной звездной переменности, отличающиеся друг от друга фазовыми соотношениями между колебаниями

блеска и колебаниями радиуса звезды. При этом значение параметра m_a/m_z , в противоположность параметру y_a , при изменении параметров оболочки — ускорения тяготения g и эффективной температуры поверхности T_{eff} (при фиксированном химическом составе) — остается почти неизменным. Поэтому основным параметром, определяющим

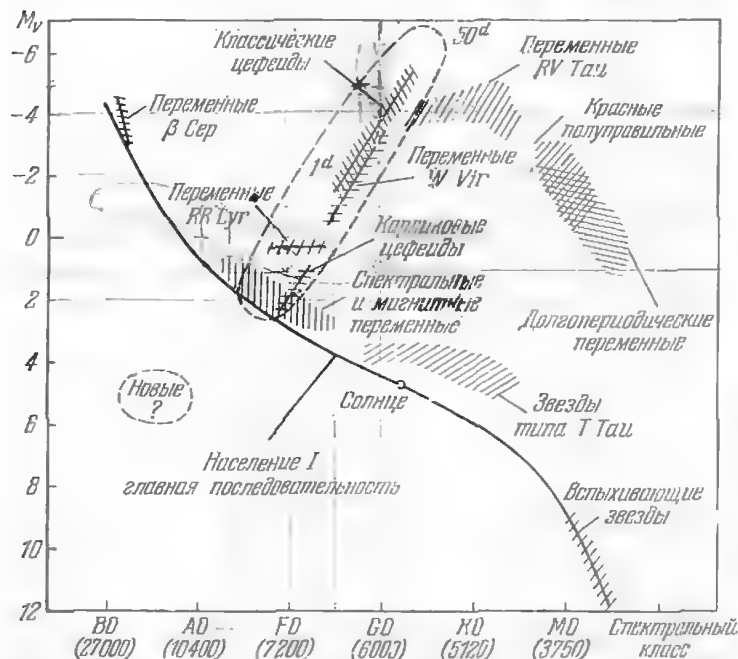


Рис. 6. Расположение различных типов переменных звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рассела.

наступление того или другого типа пульсационной переменности, оказывается параметр неадиабатичности колебаний зоны критической двукратной ионизации гелия y_a (Жевакин, 1959b).

На рис. 6, заимствованном из обзора Кокса (1967), изображено расположение переменных различных типов на диаграмме Рассела.

При перемещении от спектров класса А к спектрам класса М ускорения тяготения в атмосферах гигантов и сверхгигантов уменьшаются; из теории звездных атмосфер и из формулы (1.15) (в которой для цефеид $n \approx 2,5$, для долгопериодических переменных $n \approx 1,5$), следует, что зона критической ионизации He II должна при этом опускаться вглубь звезды в более плотные слои, а параметр y_a должен уменьшаться. Это соответствует передвижению на рис. 4 справа налево и слева направо на рис. 6. Отсюда вытекает следующая последовательность различных типов поведения звезд (Жевакин, 1958b, 1959b).

1. $\lg y_a \geq 0,4$. Зона критической ионизации He II, чрезмерно близко расположенная к поверхности звезды, вследствие своей большой неадиабатичности не может создать необходимую для возбуждения автоколебаний звезды отрицательную диссипацию — звезда не пульсирует.

2. $-0,1 \leq \lg y_a \leq 0,4$. Зона критической ионизации He II расположена в более плотных слоях звезды, тогда как колебания лежат над ней области с («атмосферой») сильно неадиабатичные. Возникают колебания со сдвигом фаз $\psi \approx +90^\circ$, характерным для цефеид и для переменных типа RV Тау. При этом предсказываемый теорией сдвиг фаз у цефеид равен не только $+90^\circ$, а может быть, в зависимости от величины параметров оболочки звезды, как меньше, так и больше $+90^\circ$, находясь в пределах $50^\circ < \psi < 120^\circ$ (см. рис. 4). Как раз такие пределы значений ψ дают наблюдения цефеид.

3. $-0,25 \leq \lg y_a \leq -0,1$. Здесь могут представиться случаи а) и б).

а) Амплитуда и фаза потока излучения, выходящего из звезды, относительно стабильны. Этот случай осуществляется, если $m_a/m_z > (m_a/m_z)_{\text{кр}}^*$, а флуктуационные изменения логарифма параметра $\lg y_a$ (в природу которых мы

*) $(m_a/m_z)_{\text{кр}}$ есть критическое значение, при котором переход от положительных ψ к отрицательным максимально резок. Критическое значение растет с увеличением содержания гелия. Для рассматриваемой четырехслойной модели с 14,3% гелия $(m_a/m_z)_{\text{кр}} = 0,894$ (см. рис. 4); более точный расчет при помощи десятислойной модели дает $(m_a/m_z)_{\text{кр}} = 1,09$ (Алешин, 1964а). Следует ожидать, что учет зон ионизации He I и H должен несколько увеличить значение $(m_a/m_z)_{\text{кр}}$.

здесь не входим) существенно меньше ширины интервала $\Delta \lg y_a$, в котором происходит переход от значений $\psi \approx \pm 90^\circ$ к значениям $\psi \approx -90^\circ$. Так как ширина упомянутого интервала $\Delta \lg y_a$ при принятом нами химическом составе оболочки минимальна при $m_a/m_s = (m_a/m_s)_{кр} = 0,894$ (она составляет тогда $\Delta \lg y_a \approx 0,1$; см. рис. 4), то осуществлению случая а) благоприятствуют такие оболочки звезд, у которых m_a/m_s заметно больше значения $(m_a/m_s)_{кр} = 0,894$ (например, $m_a/m_s = 0,930$, тогда $\Delta \lg y_a \approx 0,2$; см. рис. 4). Получающийся сравнительно стабильный сдвиг фазы ψ согласно рис. 4 будет близок к нулю. Мы получаем фазовые соотношения между колебаниями блеска и радиуса звезды, наблюдаемые у долгопериодических переменных типа RR Her (Сэнфорд, 1950): максимум блеска наступает в момент наибольшего сжатия звезды. Заметим, что хотя переменным типа β CMa свойственны такие же фазовые соотношения, в настоящее время вряд ли оправдано объяснение сдвига фаз этих переменных, обладающих резко выделяющимися их особенностями (ранние спектры, бienia, большие массы и т. д.), на основе графиков рис. 4, как делалось ранее (Жевакин, 1958b, 1959b).

б) Амплитуда и фаза потока излучения не стабильны. Этот случай осуществляется (гипотетически) тогда, когда флуктуационные изменения параметра $\lg y_a$ будут порядка и больше ширины интервала $\Delta \lg y_a$, в котором происходит переход от значений $\psi \approx \pm 90^\circ$ к значениям $\psi \approx -90^\circ$. Осуществлению этого случая благоприятствуют такие оболочки звезд, у которых $\Delta \lg y_a$ минимально (последнее будет при $m_a/m_s = (m_a/m_s)_{кр} = 0,894$, когда $\Delta \lg y_a \approx 0,1$; см. рис. 4). Тогда у звезд, у которых $\lg y_a$ попадает в интервал $-0,25 \leq y_a \leq -0,1$, должны наблюдаться близкие к хаотическим изменения сдвига фаз потока излучения приблизительно в пределах от -90° до $+90^\circ$ и изменения амплитуды потока излучения в 3 ÷ 4 раза (см. рис. 4), т. е. блеск таких звезд будет подвержен нерегулярным изменениям. При этом колебания блеска должны носить характер «полуправильных» колебаний в том смысле, что промежутки времени между двумя максимумами блеска («период» колебаний), хотя и меняется сильно от цикла к циклу, тем не менее в среднем остается постоянным, колеблясь около некоторого среднего значения. Это среднее

значение должно совпадать с периодом колебаний внутренней части, который, разумеется, с высокой степенью точности постоянен.

Под паложиную интерпретацию «полуправильной» звездной переменности явно подходят «полуправильные» переменные типа AF Cyg и типа RS Snc (Жевакин, 1959b).

4. $-0,35 \leq \lg y_s \leq -0,25$. Зона критической ионизации расположена глубоко под поверхностью звезды. Возникают колебания со сдвигом фаз $\psi \approx -90^\circ$ (см. рис. 4), характерным для переменных типа α Cen.

5. $\lg y_s \leq -0,35$ — зона критической ионизации He II столь глубоко расположена под поверхностью звезды, что оболочка из-за большой степени адиабатичности колебаний атмосферы (т. е. области с) уже не может создать отрицательную диссипацию, достаточную для возбуждения автоколебаний звезды.

§ 4. Сопоставление теории с наблюдениями

Из рис. 5 следует, что хотя степень пульсационной неустойчивости и уменьшается с ростом отношения массы атмосферы к массе зоны m_a/m_s , она сравнительно мало зависит от этого параметра.

Наоборот, величина сдвига фаз существенно определяется величиной параметра m_a/m_s . Так, в случае цефеид при содержании гелия 14,3% и $m_a/m_s > (m_a/m_s)_{кр}$ сдвиг фазы ψ получается всегда меньше $\pm 90^\circ$ [см. рис. 4, кривые которого получены для четырехслойной модели с $(m_a/m_s)_{кр} = 0,894$], тогда как существуют цефеиды, у которых сдвиг фазы $\psi > 90^\circ$ и достигает 120° . Отсюда следует, что у таких цефеид $m_a/m_s < (m_a/m_s)_{кр}$.

В этой связи необходимо отметить, что расчеты оболочек классических цефеид согласно теории статических звездных атмосфер, выполненные автором, всегда приводили к значениям $m_a/m_s \approx 1,1 \div 1,2$ (не опубликовано). Расчеты с учетом нестатичности оболочек (турбулентности) и уменьшения эффективного ускорения тяготения из-за переноса механического момента ударными волнами (Уитни, 1956a, b) также приводят к значениям $m_a/m_s \approx 1,1 \div 1,3$. В настоящее время автор не видит никаких возможностей изменить указанное значение для оболочек

звезд гигантов. Поскольку наблюдения сдвига фаз свидетельствуют о существовании цефеид с значениями m_a/m_z как больше, так и меньше $(m_a/m_z)_{кр}$, то отсюда следует, если только не допускать содержания гелия значительно больше 14,3% (по числу атомов), что $(m_a/m_z)_{кр}$ должно лежать в интервале значений $1,1 \div 1,3$. И действительно, более точный расчет колебаний оболочки звезды при помощи десятислойной модели (без зон He I и H) приводит к значению $(m_a/m_z)_{кр} = 1,09$ (Алешин, 1964а) вместо значения $(m_a/m_z)_{кр} = 0,894$, полученного при помощи четырехслойной модели. При этом следует иметь в виду, что учет влияния зон He I и H должен еще несколько увеличить значение $(m_a/m_z)_{кр}$. Таким образом, в рассматриваемом отношении налицо полное согласие между теорией и данными наблюдения.

Очевидно также, что и вся единая интерпретация различных типов пульсационной переменности, изложенная в § 3, основана на том, что отношение m_a/m_z может быть как меньше, так и больше значения $(m_a/m_z)_{кр}$.

Из рис. 4 видно, что теория приводит к правильным соотношениям между амплитудой колебаний светимости и амплитудой колебаний радиальной скорости для всех указанных выше типов звездной переменности (Жевакин, 1959b). Убедимся в этом на примере δ Сер.

Примем массу δ Сер равной $M = 6,75 M_{\odot}$. Болومترическая амплитуда колебаний δ Сер равна $\Delta m_{bol} = 0^m,58$ (Петтит и Никольсон, 1933), что соответствует относительной амплитуде колебаний светимости $\delta L/L_0 = 0,25$ (ибо $0^m,58/2,5 = \lg \frac{(1+0,25)}{(1-0,25)}$). Интегрируя кривую

лучевой скорости, получим $\delta R = 1,84 \cdot 10^8$ км (Стеббинс, 1953), что при $R_{\delta Сер} = 3,36 \cdot 10^{12}$ см дает $\delta R/R = 0,055$. При светимости $L_0 = 8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек (Жевакин, 1959b), согласно соотношению $y_3 = 1,104 \cdot 10^{-37} L_0$, имеющему место при массе $M = 6,75 M_{\odot}$ (Жевакин, 1959b), имеем $\lg y_3 = -0,022$. Из кривых рис. 4 для $m_a/m_z = 0,89$ находим, что при $\lg y_3 = -0,022$ сдвиг фазы $\psi = +90^\circ$ (как и должно быть у δ Сер) и что $d \approx 0,16$. Так как при $\delta R/R = 1$ у поверхности $(\delta L/L_0)_R = 8,4 \cdot 0,16 = 1,34$ (8,4 есть значение относительной амплитуды колебаний потока излучения $\delta L/L_0$ при входе в зону критической ионизации

He II; см. Жевакин, 1959а), то при $\delta R/R = 0,055$ имеем $(\delta L/L_0)_R = 1,34 \cdot 0,055 = 0,07$. Это значение, как и должно быть, меньше наблюдаемого значения $\delta L/L_0 = 0,25$.

Дело в том, что в линейном приближении, которым мы пользуемся, демпфирующее действие зоны, оказываемое ею на амплитуду потока излучения, всегда будет больше демпфирующего действия зоны при автоколебаниях звезд. Ведь автоколебания потому и устанавливаются, что с ростом амплитуды колебаний демпфирующее действие зоны на амплитуду колебаний потока излучения (а также и ее фазовращающее действие) будет уменьшаться, вследствие чего будет уменьшаться и отношение величины отрицательной диссипации, создаваемой зоной, к величине положительной диссипации, создаваемой областью α . Поэтому в режиме автоколебаний величина $(\delta L/L_0)_R$ окажется больше полученной в линейном приближении величины $(\delta L/L_0)_R = 0,07$ и будет, вероятно, близка к наблюдаемой.

Без учета демпфирующего действия зоны на амплитуду потока излучения последняя оказалась бы в $3 \div 6$ раз больше наблюдаемой (Жевакин, 1954b).

При массе $M = 6,75 M_{\odot}$, радиусе $3,36 \cdot 10^{12}$ см и светимости $8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек, отвечающей периоду δ Сер ($5^d,37$) согласно соотношению период — светимость с нуль-пунктом по Бааде, мы для нашей модели δ Сер получаем пульсационную неустойчивость и сдвиг фазы $\psi \approx 90^\circ$, характерный для цефеид. Это означает, что для классических цефеид (к которым относится δ Сер) теория при массах, согласующихся с соотношением период — плотность $P\sqrt{\rho/\bar{\rho}} = 0,041$ (Эшштейн, 1950) (г. е. при массах в $\sim 1,6$ раза меньших, нежели следуемые из соотношения масса — светимость для звезд главной последовательности), приводит к правильному значению нуль-пункта соотношения период — светимость (Жевакин, 1955а).

Возможность теоретического вывода нуль-пункта соотношения период — светимость нельзя не оценить, если вспомнить, что наблюдения Бааде и аналогичные им дают возможность установить не сам нуль-пункт, а лишь то обстоятельство, что нуль-пункт цефеид населения I должен быть на $-1^m,5$ сдвинут относительно нуль-пункта цефеид населения II. Теория указывает дисперсию соотношения период — светимость в $\sim 1^m$ (Жевакин, 1958с;

см. об этом ниже), и показывает также, как можно существенно уменьшить эту дисперсию, если привлечь в рассмотрение некоторые дополнительные характеристики звезды (например, величину сдвига фаз между колебаниями блеска и колебаниями лучевой скорости; см. Жевакин, 1958с, Царевский, 1964). Не исключено, что эта сторона теории окажется весьма важной для определения расстояний во Вселенной.

Паклон кривой период — светимость может быть получен из условия $y_3 \sim \frac{PL_0}{\Delta M} = \text{const.}$ Исключая отсюда ΔM при помощи (1.14) и воспользовавшись соотношениями масса — светимость $L \sim M^m$ и период — плотность $P \sim \sqrt{R^3/M}$, найдем

$$P \sim L_0^{1/(m+3/(3n-1))}. \quad (1.20)$$

Теоретическое соотношение период — светимость (1.20) удовлетворяет наблюдениям (Аллен, 1960), если при $m = 3$ положить индекс ионитроны оболочки для цефеид $n = 3$, а для долгопериодических переменных $n = 2,5$.

Вдоль полосы, занимаемой классическими цефеидами на диаграмме Рессела (см. рис. 6), параметр y_3 остается, таким образом, постоянным. Двигаясь на диаграмме Рессела (рис. 6) перпендикулярно к этой полосе влево, мы выходим за левую границу полосы неустойчивости классических цефеид. При этом логарифм параметра неадиабатичности колебаний зоны двукратной ионизации гелия $\lg y_3$ растет; значение его $\lg y_3 \approx 0,4$ определяет левую границу полосы неустойчивости (см. рис. 4). При смещении на диаграмме Рессела (рис. 6) перпендикулярно к полосе классических цефеид вправо параметр $\lg y_3$ должен уменьшаться, вследствие чего согласно единой интерпретации пульсационной переменности, изложенной в § 4 (см. рис. 4), переменность типа цефеид ($-0,1 \lesssim \lg y_3 \lesssim 0,4$) должна смениться сначала (при $-0,25 \lesssim \lg y_3 \lesssim -0,1$) либо долгопериодическими переменными типа RR Her, либо полуправильными переменными, а затем (при $-0,35 \lesssim \lg y_3 \lesssim -0,25$) — долгопериодическими типа o Cet. В действительности, однако, это не наблюдается.

Отсюда следует, что должен существовать какой-то фактор, обуславливающий наступление стабильности звезд прежде, чем параметр $\lg y_3$ станет меньше значения $\lg y_3 \approx -0,1$, определяющего правую границу области, занимаемой переменными типа цефеид. Таким фактором, по-видимому, является появление конвективного переноса энергии в зоне критической ионизации He II (Бём-Витензе, 1958), обуславливающего снижение величины отрицательной диссипации, создаваемой этой зоной (Жевакин, 1955b; Алешин, 1968; см. также Кристин, 1967).

Из сказанного сейчас следует, что переменность типа RR Her и типа полуправильных переменных, а также долгопериодическая переменность типа o Cet вряд ли может быть объяснена только при помощи роли зоны ионизации He II, как это делалось в § 3. Скорее всего переменность звезд этих типов, обладающих из-за малости ускорения тяготения g в их оболочках весьма глубоко расположенными зонами ионизации, обусловлена ролью не только зоны ионизации He II, но и, в первую очередь, ролью зон ионизации He I и H.

При этом соображения §§ 2, 3, по-видимому, сохраняют свое значение для объяснения величины сдвига фаз между колебаниями блеска и колебаниями лучевой скорости этих звезд с тем лишь изменением, что они будут относиться уже не к зоне He II и лежащей над ней атмосфере с величиной $\gamma \approx 5/3$, а к зонам He I и H с лежащей над ними атмосферой, в которой $\gamma \approx 5/3$. Подтверждение этих соображений требует конкретных расчетов колебаний оболочек переменных указанных типов с учетом конвективного переноса энергии, которые пока не произведены.

Из того обстоятельства, что переменным типа цефеид отвечает интервал значений $\Delta \lg y_3 \approx 0,5$ (см. рис. 4), следует, что для данного значения периода величина внутренней дисперсии светимости цефеид составляет около 1^m , причем большим светимостям отвечают более голубые переменные, а цефеиды класса C (по Эггену) имеют большие светимости, нежели цефеиды классов A, B того же периода (Жевакин, 1958с).

Все это согласуется с результатами наблюдений, полученными Ариом и Сендиджем (1958) (см. также Реддиш, 1959).

Из рис. 4 видно, что цефеиды со сдвигом фаз $\psi = 50^\circ - 60^\circ$ должны иметь большие светимости (пбо $u_z \sim L_0$), нежели цефеиды со сдвигом фаз $\psi \geq 90^\circ$ того же периода (Жевакин, 1958с). Данные наблюдений (Джой, 1937) показывают, что такого рода корреляция действительно имеет место.

Сдвиг фаз между кривыми блеска и лучевых скоростей цефеид должен непрерывно изменяться при пересечении цефеидой в процессе эволюции полосы неустойчивости на диаграмме Рассела — Герцшпрунга. Наблюдения подтверждают этот вывод — отклонения нормальных цветов от среднего по периоду коррелируют с отклонениями сдвигов фаз от средней зависимости «период — сдвиг фаз» (Царевский, 1964).

Теория хорошо описывает и короткопериодические переменные типа RR Lyr. Янг Хай-шу (1961) в результате расчета оболочки переменной RR Lyr при радиусе $R = 4,57 \cdot 10^{11}$ см и абсолютной болометрической величине $M_{bol} = -0,04$ ($L_0 = 2,82 \cdot 10^{35}$ эрг/сек) показал, что звезда становится пульсационно неустойчивой со сдвигом фаз $\psi \approx +90^\circ$ в том случае, если ее масса M заключена в пределах $0,5 - 1,0 M_\odot$.

Голинько (1967, 1968) исследовал превращение волн сжатия, возникающих в зоне критической ионизации He II, в ударные волны, наблюдаемые в атмосферах некоторых цефеид.

За недостатком места мы не останавливаемся здесь на ряде других подтверждений теории поддержания автоколебаний звезд при помощи зоны критической ионизации He II (Жевакин, 1959b).

В работах Хофмейстер, Киппенхана и Вайгерта (1964а, б, с), Киппенхана, Томаса и Вайгерта (1965, 1966), Ибена (1965а, б, 1966 а, б), Вайгерта (1966) и Хофмейстера (1967а, б) изучалось прохождение эволюционирующих звезд через полосу пульсационной неустойчивости. При этом оказалось, что эволюционный трек звезды пересекает эту полосу в пробеле Герцшпрунга многократно. Это обстоятельство позволило согласовать численность звезд спектрального класса В с численностью цефеид, возникающих из В-звезд в процессе эволюции (Ефремов и Копылов, 1967). Полученное согласие является хорошим подтверждением

как современной теории эволюции звезд, так и теории звездных пульсаций.

В заключение мы хотели бы сказать, что хотя впереди и предстоит еще большая работа по выяснению приложения теории к отдельным конкретным типам переменных звезд и по объяснению ряда эффектов (таких, например, как эффект Блажко для короткопериодических цефеид), мы надеемся, что теория звездной пульсационной переменности вряд ли претерпит в будущем существенные изменения.

ЛИТЕРАТУРА

- Алешин В. И., 1959, АЖ 36, 468.
 Алешин В. И., 1964а, АЖ 41, 201.
 Алешин В. И., 1964б, АЖ 41, 1056.
 Алешин В. И., 1957, АЖ 44, 1228.
 Алешин В. И., 1968, АЖ 45, 95.
 Аллен К. У., 1960, Астрофизические величины, §§ 103—104, ИЛ.
 Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., 1959, Теория колебаний, Физматгиз.
 Бекер и Киппенхан, 1962 — Baker N., Kippenhahn R., Z. f. Ap. 54, 114.
 Бём-Витензе, 1958 — Böhm-Vitense E., Z. f. Ap. 46, 108.
 Бхатнагар и Котари, 1944 — Bhatnagar P. L., Kothary D. S., M. N. R. A. S. 104, 292.
 Вайгерт, 1966 — Weigert A., Z. f. Ap. 64, 395.
 Валлерштейн, 1959 — Wallerstein G., ApJ. 130, 560.
 Голинько В. И., 1967, Проблемы космической физики, вып. 2, 110, изд-во Киевского ун-та.
 Голинько В. И., 1968, Астрофизика 4, 15.
 Гурм, 1960 — Gurm H. S., Proc. Nat. Inst. Sci. India A26, 497.
 Джой, 1937 — Joy A. H., ApJ 86, 363.
 Ефремов Ю. Н. и Копылов И. М., 1967, Изв. КРАО 36, 240.
 Жевакин С. А., 1947, ДАН СССР 58, 385.
 Жевакин С. А., 1948, Цефеиды как термомеханические автоколебательные системы; кандидатская диссертация, Ленинградский ун-т.
 Жевакин С. А., 1952, АЖ 29, 37.
 Жевакин С. А., 1953а, АЖ 30, 52.
 Жевакин С. А., 1953б, АЖ 30, 161.
 Жевакин С. А., 1954а, АЖ 31, 141.
 Жевакин С. А., 1954б, АЖ 31, 335.
 Жевакин С. А., 1954с, ДАН СССР 99, 217.
 Жевакин С. А., 1954д, ДАН СССР 99, 353.
 Жевакин С. А., 1955а, сборник «Памяти А. А. Андропова», стр. 629, изд-во АН СССР

- Жевакин С. А., 1955b, АЖ 32, 124.
 Жевакин С. А., 1955c, Труды четвертого совещания по космогонии, 26—29 октября 1954 г., стр. 265, изд-во АН СССР.
 Жевакин С. А., 1956, Теория пульсационной звездной переменности; докторская диссертация, Ленинградский ун-т.
 Жевакин С. А., 1957, Вопросы космогонии 5, 84, изд-во АН СССР.
 Жевакин С. А., 1958a, АЖ 35, 583.
 Жевакин С. А., 1958b, ДАН СССР 119, 907.
 Жевакин С. А., 1958c, ДАН СССР, 123, 252.
 Жевакин С. А., 1959a, АЖ 36, 269.
 Жевакин С. А., 1959b, АЖ 36, 394.
 Жевакин С. А., 1959c, АЖ 36, 996.
 Жевакин С. А., 1960a, АЖ 37, 443.
 Жевакин С. А., 1960b, АЖ 37, 842.
 Жевакин С. А., 1963a, АЖ 40, 189.
 Жевакин С. А., 1963b, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1, 367.
 Ибен, 1965a — Iben J., ApJ 141, 993.
 Ибен, 1965b — Iben J., ApJ 142, 1447.
 Ибен, 1966a — Iben J., ApJ 143, 483.
 Ибен, 1966b — Iben J., ApJ 143, 505.
 Киппенхан Р., Вайгерт А., 1966, Земля и Вселенная, № 1, 10 — Kippenhahn R., Weigert A., Stern und Weltraum, N 7/8, 1965; см. также «Наука и жизнь», № 11, 66.
 Киппенхан, Томас, Вайгерт, 1965 — Kippenhahn R., Thomas H., Weigert A., Z. f. Ap 61, 241.
 Киппенхан, Томас, Вайгерт, 1966 — Kippenhahn R., Thomas H., Weigert A., Z. f. Ap. 64, 26.
 Кокс, 1955 — Cox J. P., ApJ 122, 286.
 Кокс, 1958 — Cox J. P., ApJ 127, 194.
 Кокс и Уитни, 1958 — Cox J. P., Whitney C., ApJ. 127, 561.
 Кокс, 1959 — Cox J. P., ApJ 130, 296.
 Кокс, 1960 — Cox J. P., ApJ 132, 594.
 Кокс Д. П., Уитни Ч. А., 1963, А., 40, 184.
 Кокс, 1967 — Cox J. P., Symposium N 28, Aerodynamic phenomena in stellar atmospheres, Nice.
 Коулинг, 1934 — Cowling T. G., M. N. R. A. S. 94, 768.
 Коулинг, 1935 — Cowling T. G., M. N. R. A. S., 96, 42, 1935.
 Кристи, 1964 — Christy R. F., Rev. Mod. Phys. 36, 555.
 Кристи, 1966a — Christy R. F., ApJ 144, 108.
 Кристи, 1966b — Christy R. F., ApJ 145, 337.
 Кристи, 1966c — Christy R. F., ApJ 145, 340.
 Кристи, 1966d — Christy R. F., Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 4, 353.
 Кристи, 1967 — Christy R. F., Symposium No. 28, Aerodynamic phenomena in stellar atmosphere, Nice.
 Кушваха, 1953; — Kushwaha R. S., Bull. Calcutta Math. Soc. 45, 75.
 Лаутман, 1957; — Lautman D. A., ApJ. 126, 537.
 Леду, 1941 — Ledoux P. ApJ 94, 3.

- Леду, 1958 — Ledoux P., Stellar variability, Handbuch der Physik 51, 605—688.
 Леду и Вальравен, 1958 — Ledoux P., Walraven Th., Variable Stars, Handbuch der Physik 51, 353—604.
 Леду и Уитни, 1961 — Ledoux P., Whitney C., Supplemento al Volume XXII, serie X, del Nuovo Cimento, 131.
 Ляст И. С., 1954, Уч. зап. Горьковского ун-та, сер. физ. 27, 46.
 Миннарт, 1957 — Minnaert, Reports of progress of astronomy, M. N. R. A. S. 117, 315.
 Петтит и Никольсон, 1933 — Pettit E., Nicholson S., ApJ 78, 320.
 Прасад, 1949 — Prasad C., M. N. R. A. S. 109, 528.
 Рабинович, 1957 — Rabinowitz J. N., ApJ 126, 386.
 Реддиш, 1959 — Reddish V. C., ApJ 130, 336.
 Риттер, 1878—1883 — Ritter A., Wiedemanns Ann. 5—20.
 Розан Унзольд, 1948 — Rosa A., Unsöld A., Z. f. Ap 25, 20.
 Росселанд, 1943 — Rosseland S., M. N. R. A. S. 103, 233.
 Росселанд, 1952; Теория пульсаций переменных звезд, ИЛ.
 Сен, 1948 — Sen H. K., ApJ 107, 404.
 Сендидж, 1958 — Sandage A. R., ApJ 127, 513.
 Стеббинс, 1953 — Stebbins J., Publ. Astron. Soc. Pac. 65, 118.
 Санфорд, 1950 — Sanford R., ApJ 111, 270.
 Уитни, 1956a — Whitney C., Ann. Astrophys. 19, 34.
 Уитни, 1956b — Whitney C., Ann. Astrophys. 19, 142.
 Хофмейстер, 1967a — Hofmeister E., Z. f. Ap. 65, 164.
 Хофмейстер, 1967b — Hofmeister E., Z. f. Ap. 65, 194.
 Хофмейстер, Киппенхан и Вайгерт, 1964a — Hofmeister E., Kippenhahn R., Weigert A., Z. f. Ap 59, 215.
 Хофмейстер, Киппенхан и Вайгерт, 1964b — Hofmeister E., Kippenhahn R., Weigert A., Z. f. Ap 59, 242.
 Хофмейстер, Киппенхан и Вайгерт, 1964c — Hofmeister E., Kippenhahn R., Weigert A., Z. f. Ap. 60, 57.
 Царевский Г. С., 1964, Астрон. цирку. № 311, 1.
 Шварцшильд и Саведов, 1949 — Schwarzschild M., Sawedoff M., ApJ 109, 298.
 Эддингтон, 1918 — Eddington A. S., M. N. R. A. S. 72, 2.
 Эддингтон, 1919 — Eddington A. S., M. N. R. A. S. 79, 177.
 Эддингтон, 1926 — Eddington A. S., Internal constitution of the stars, Cambridge, second ed., 1930.
 Эддингтон, 1927 — Eddington A. S., M. N. R. A. S. 87, 539.
 Эддингтон, 1941 — Eddington A. S., M. N. R. A. S. 101, 182.
 Эпштейн, 1950 — Epstein J., ApJ 112, 6.
 Янг Хай-Шу, 1961 — Yang Hai Shou, Acta Sci. Nat. Univ., Pekinensis, VII, No 2.

КЛАССИЧЕСКИЕ ЦЕФЕИДЫ

Ю. Н. Ефремов

§ 1. Введение. Основные источники

Классическими цефеидами называют долгопериодические цефеиды плоской составляющей (населения I). Цефеиды сферической составляющей (звезды типа W Vir) имеют другую эволюционную историю, другие светимости и т. д.; им посвящена третья глава.

Уже более пятидесяти лет цефеиды («классические» далее опускается) служат мощным средством исследования Вселенной; они и сейчас оправдывают название самых важных звезд, которое им дал Шепли. Цефеиды дают наилучший способ определения расстояний до ближайших галактик, которые используются затем для определения постоянной Хаббла и для решения важнейшей проблемы естествознания — космологической проблемы, вопроса о прошлом и будущем Вселенной. Наряду со скоплениями цефеиды являются наиболее выгодными объектами для исследования спиральной структуры, вращения и шкалы расстояний в Галактике. Цефеиды дают лучшие критерии для наблюдательной проверки расчетов поздних стадий эволюции массивных звезд. Наконец, сравнение с наблюдениями теории пульсации цефеид служит проверкой правильности наших представлений о строении поздних сверхгигантов.

Первые цефеиды были открыты пионерами систематических наблюдений переменных звезд Э. Пигготом и Дж. Гудрайком в 1784 г. Это были η Aql и δ Cep; вторая звезда и дала название всему типу желтых переменных сверхгигантов, изменяющих блеск с периодом от дня до десятков дней. К началу нашего века было уже известно свыше тридцати цефеид и были получены первые результаты, су-

ществующие для понимания природы этих звезд. В 1894 г. А. А. Белопольский обнаружил периодические изменения лучевых скоростей цефеид, а в 1899 г. К. Шварцшильд нашел, что амплитуда изменения блеска цефеид в фотографических лучах значительно больше, чем в визуальных, что говорило о переменности не только блеска звезды, но и ее температуры. Оба эти факта естественно объяснялись гипотезой пульсации цефеид, высказанной вначале Риттером в 1879 г., а затем Умовым, Иламмером и Шепли (1914). Теория пульсации звезд была детально разработана Эддингтоном (1919), и ряд ее важных положений остается незыблемым. Гипотеза цефеид как тесных двойных звезд, защищавшаяся А. А. Белопольским с конца прошлого века, встретила с неопределимыми трудностями; несостоятельной оказалась также и гипотеза Дж. Джинса, рассматривавшего цефеиды как звезды в процессе деления (см. Кукаркин и Паренаго, 1937).

В 1908—1912 гг. Г. Ливитт установила существование зависимости между периодом и средним блеском переменных звезд в Магеллановых Облаках, а в 1913 г. Э. Герцшпрунг отождествил эти звезды с цефеидами и определил нуль-пункт зависимости период — светимость. Затем вид этой зависимости уточнил Х. Шепли и цефеиды стали важнейшим орудием определения расстояний во Вселенной. С их помощью Э. Хаббл окончательно доказал в 1925 г. существование других галактик.

К тридцатым годам был выполнен ряд статистических исследований цефеид, изучено их распределение по периоду и амплитуде, формы кривых блеска. Много работ было посвящено ревизии нуль-пункта зависимости период — светимость, определенного Шепли (1930). Итог этих исследований был подведен в монографии Кукаркина и Паренаго (1937).

Исследование пространственно-кинематических характеристик цефеид и их морфологических особенностей позволило разделить цефеиды на два типа, первый из которых оказался связанным с плоской составляющей Галактики, а второй — со сферической (Б. В. Кукаркин, В. Бааде, 1944—1952 гг.). Первые результаты работы 200-дюймового телескопа привели Бааде в 1952 г. к выводу, что светимость цефеид первого типа (т. е. классических

должна быть на $1^m,5$ ярче, чем следует из данных Шепли, и соответственно вдвое должны быть увеличены межгалактические расстояния, определенные по этим звездам. Вскоре начали появляться первые результаты фотоэлектрических наблюдений цефеид, приведшие к уточнению их избытков цвета, а в 1956—1960 гг. развернулись исследования цефеид в рассеянных скоплениях (А. Сендидж, Р. Крафт, Х. Ари и др.), подтвердившие необходимость введения отрицательной поправки в нуль-пункт Шепли.

Эти исследования привели также к выводу о происхождении цефеид из звезд класса В главной последовательности. Современная теория показывает, что на поздних стадиях эволюции во внешних слоях массивных звезд возникают колебания, характеристики которых весьма близки к наблюдающимся у цефеид. Почти все работы по теории пульсации цефеид развивают теперь идеи С. А. Жевакина, высказываемые им с начала пятидесятых годов (Жевакин, 1963; см. гл. 1). Сравнение данных теории с наблюдениями позволяет уточнить и теорию эволюции и теорию пульсации, и показывает, что мы приблизились теперь к пониманию природы цефеид.

В третьем издании Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ, 1968) обозначено всего 706 цефеид Галактики, из которых 96 относятся к сферической составляющей. Классических цефеид в этом Каталоге всего 384, однако не подлежит сомнению, что из остающихся 226 большинство также относятся к плоской составляющей. Периоды классических цефеид, классификация которых не внушает сомнений, заключены в нашей Галактике от одного до 45 дней, в других же галактиках звезды со всеми признаками цефеид (стабильность периода и формы кривой блеска, спектр, светимость) имеют периоды до 209 и даже до 218^d (Магеллановы Облака). Число известных цефеид в Магеллановых Облаках составляет около 2400, в М 31 их известно более 600, по десятку — другому в IC 1613, NGC 6822, М 33. За пределами Местной группы галактик цефеиды исследованы пока лишь в NGC 2403. Вообще, из 30 систем, в которых 200-дюймовому телескопу доступны цефеиды, исследованы на современном уровне пока лишь 6. Во всех галактиках амплитуды цефеид заключены в пределах от

$0^m,4$ до $2^m,3$ (в синих лучах) и единственным исключением остается Полярная, амплитуда которой $0^m,15$, но которая имеет все характеристики цефеид. Была бы открыта переменность α UMi, не будь она Полярной?

Помимо ОКПЗ, важным источником наблюдательных сведений о цефедах Галактики является сводный каталог трехцветных (U, B, V) фотоэлектрических наблюдений, включающий данные примерно о 300 цефедах (Митчелл и др., 1964). Аналогичный каталог опубликован Николовым (1968). Для цефеид других галактик фотоэлектрические измерения существуют лишь для 48 цефеид Магеллановых Облаков (Гасконь и Крон, 1965; Гасконь, 1969). В работе Пейн — Гапошкиной и Гапошкина (1966) даны кривые блеска 1132 цефеид Малого Магелланова Облака (ММО). Детальные результаты двухцветной фотографической фотометрии 60 цефеид ММО опубликованы Ариом (1960); для звезд Большого Магелланова Облака (БМО) аналогичные данные получены Вулли и др. (1962). Подробные наблюдательные данные, полученные по снимкам Бааде на 200-дюймовом телескопе, опубликованы для цефеид М 31 Гапошкиным (1962), Бааде и Суоп (1963, 1965). Недавно опубликованы данные для цефеид NGC 6822 (Кайзер, 1967) и NGC 2403 (Тамман и Сендидж, 1968). Краткие сведения о цефедах IC 1613 можно найти в работе Сендиджа (1962) и в лекциях Бааде (1963).

Из последних работ, обобщающих данные наблюдений цефеид, следует указать статьи Пейн-Гапошкиной (1959), Мельникова (1962), Крафта (1961, 1963), Грагтона и Сендиджа (1963), Ферри (1967a, 1967b), Сендиджа и Таммана (1968), Ферри и Хьюб (1968). В последней работе приведена сводка данных об индивидуальных цефедах Галактики.

Обзор современного положения в теории пульсации дан в статье Кристи (1966); см. также главы С. А. Жевакина и В. П. Цесевича (о звездах RR Lyr) в этой книге. Теория эволюции цефеид наиболее подробно изложена в работе Хофмейстер (1965, 1967); сравнению этой теории с наблюдениями посвящены статьи Ариа (1967), Ефремова и Копилова (1967), Мейер-Хофмейстер (1969), Сендиджа и Таммана (1969).

§ 2. Краткий очерк истории исследований зависимости период — светимость

Зависимость «период — светимость» (П — С) является важнейшей закономерностью, известной у цефеид, и история ее исследований отражает основные этапы изучения цефеид. Литература, связанная с исследованиями светимости цефеид, почти необозрима; можно рекомендовать обзоры Кукаркина (Кукаркин и Паренаго, 1937), Мак-Витти (1959) и сводку Псковского (1958).

Как известно, первый шаг в обнаружении зависимости П — С был сделан Ливитт (1908), которая открыла 1777 переменных звезд в Магеллановых Облаках. Она нашла периоды 16 из них и отметила, что яркость этих звезд возрастает с периодом. Затем Пиккеринг (1912) указал на «замечательное соотношение между яркостью этих переменных и длиной их периода». Ливитт и Пиккеринг отметили, что звезды ММО напоминают переменные в шаровых скоплениях, но никто из них не отождествил их с цефеидами. Но уже в следующем году это сделал Герцшпрунг (1913). Он указал на исключительно важное значение обнаруженной Ливитт зависимости, позволяющей определять расстояния до цефеид и содержащих их звездных систем, и впервые, по собственным движениям 13 цефеид, определил их статистический параллакс и затем — расстояние Малого Магелланова Облака.

В руках Шепли (1918) эта зависимость стала мощным орудием исследования Вселенной. Он ревизовал параллакс цефеид, определенный Герцшпрунгом (выкинув две звезды) и, объединив данные о цефеидах в Магеллановых Облаках, в шаровых скоплениях и в окрестностях Солнца, получил единую зависимость период — светимость, бывшую в употреблении более тридцати лет. (Это объединение звезд, похожих лишь феноменологически, как мы теперь знаем, неправомерно.) Открытие цефеид в М 31, М 33 и NGC 6822 позволило Хаббл (1925, 1926) применить зависимость П — С, определить расстояние этих объектов и бесповоротно утвердить их внегалактическую природу. После работ Шепли и Хаббла наше Солнце оказалось не в центре единственной гигантской звездной системы Млечного Пути, а на окраине одной из бесчисленного множест-

ва таких систем. Это была подлинная революция в астрономии, за десять лет перевернувшая наше представление о мироздании.

Стоит отметить, что эта революция в астрономии, происходившая одновременно с появлением общей теории относительности и квантовой механики, никак не связана с революцией в физике, а вызвана чисто астрономическими открытиями. Даже сама природа цефеид не была еще ясна. Тесный контакт с современной физикой появился позднее, когда красное смещение в спектрах галактик связали с релятивистскими моделями Вселенной, а успехи ядерной физики решили проблему источников энергии звезд.

Зависимость П — С была предметом дальнейших исследований Шепли и вскоре (Шепли, 1930) она приняла форму, которую обычно и имеют в виду, говоря о зависимости П — С Шепли. Ряд авторов приходил в тридцатых годах к выводу о необходимости положительной поправки к нуль-пункту Шепли (т. е. уменьшения светимости цефеид). Главная причина этого, как мы теперь знаем, состояла в недооценке или пренебрежении межзвездным поглощением света. Это было выявлено уже в работе Лундмарка (1931), который обратил внимание также на то, что сравнение величин новых звезд и цефеид в М 31 говорит о необходимости отрицательной поправки к нуль-пункту, которая получилась у него равной — $0^m,25$. Близкое значение ($-0^m,14$) получил Вилсон (1939), который использовал данные о собственных движениях 157 звезд и лучевые скорости 98 звезд и учитывал также поглощение света.

К сороковым годам сложилось убеждение, что нуль-пункт Шепли достаточно хорош. Расхождение светимостей новых звезд и шаровых скоплений в Галактике и в М 31, однако, составляло около $1^m,5$ и Бааде (см. Бааде, 1963) тщетно пытался уничтожить расхождение улучшением шкалы звездных величин в М 31.

Существенно другой результат был впервые получен в работе Минёра (1944), хотя тогда он не привлек должного внимания. Минёр использовал в основном тот же материал, что и Вилсон, но усовершенствовал методику учета поглощения света, определяя его из того соображения, что z -координата цефеид не должна изменяться с расстоянием. Полученная им поправка нуль-пункта составляет $-1^m,5$;

однако вместе с тем значение скорости Солнца относительно цефеид получилось у Минёра равным $30,2 \text{ км/сек.}$ Переработав результаты Минёра со значением скорости Солнца 20 км/сек (без сомнения, более близким к истине), Бааде (1956) нашел, что вытекающая из работы Минёра поправка нуль-пункта составляет $-0^m,8$.

В том же 1944 г. Мельников (1950), основываясь на данных о собственных движениях, лучевых скоростях, тригонометрических и спектральных параллаксах цефеид получил поправку, равную $-0^m,50$; к сожалению, этот результат оставался неопубликованным до 1950 г. Затем Кукаркин (1949), радикально переработав данные Вилсона (в частности, применив методику Паренаго для учета поглощения света и приняв лучшее значение скорости Солнца по отношению к цефеидам), также получил светимость цефеид, соответствующую поправке нуль-пункта Шепли, равной $-0^m,5$.

Однако эти указания на необходимость отрицательной поправки к нуль-пункту Шепли не привлекали внимания до 1952 г., когда Бааде на Римском съезде МАС сообщил о первых результатах исследования М 31 с помощью 200-дюймового телескопа. Бааде ожидал, что с этим телескопом можно найти в М 31 звезды типа RR Lyr, но оказалось, что близ предела пластинки у $22^m,75$ (фотографической) появляются лишь ярчайшие звезды шаровых скоплений. Эти звезды в среднем ярче на $1^m,5$ переменных RR Lyr, и Бааде, получив первые пластинки, уже и не пытался искать эти переменные (см. Бааде, 1963). Но модуль расстояния М 31, определенный по цефеидам, составлял $22^m,7$; если же абсолютная величина звезд типа RR Lyr равна $0^m,0$, он должен быть равен $22^m,75 - (-1^m,5) = 24^m,25$. Этот вывод Бааде был тогда же подтвержден Теккереем (см. Бааде, 1963); в Малом Магеллановом Облаке звезды типа RR Lyr появились не при $17^m,4$, как следовало ожидать, а при $18^m,9$. Отсюда следовало, что надо придать к нуль-пункту Шепли поправку в $-1^m,5$ либо на столько же сделать слабее переменные типа RR Lyr; возможны и промежуточные решения. Бааде счел, что абсолютные величины звезд типа RR Lyr внушают большее доверие: их собственные движения достаточно велики, а поглощение меньше на них влияет.

Открытие Бааде естественно объясняло противоречие между светимостями новых звезд шаровых скоплений в М 31 и в нашей Галактике. Оно вызвало новую волну работ по определению поправки нуль-пункта; за 1954—1957 гг. их появилось не менее двадцати. На этот раз господствовала тенденция подтверждать поправку $-1^m,5$, но отдельные значения заключались между $0^m,0$ и $-1^m,9$.

§ 3. Цефеиды в рассеянных скоплениях

О том, что некоторые цефеиды проецируются на рассеянные скопления, было известно уже давно. Первым, по-видимому, обратил на это внимание Дойг (1925), который, считая, что U Sgr входит в состав М 25, определял расстояние скопления по зависимости П—С. Он знал также и о том, что S Nor находится близ центра NGC 6087 (Дойг, 1926).

Однако эти и другие указания не привлекали должного внимания. Вероятно, причиной этого отчасти было сложившееся под влиянием Шепли убеждение, что в рассеянных скоплениях вообще не встречаются переменные звезды, а отчасти то обстоятельство, что тогда расстояния скоплений все равно были слишком ненадежны, чтобы их можно было использовать для калибровки зависимости П—С.

Но в 1955 г., когда Ирвин (1955) в маленькой заметке обратил внимание на то, что U Sgr и S Nor могут быть членами М 25 и NGC 6087 соответственно, дело обстоит уже не так. Вопрос о светимости цефеид был в центре внимания астрономов, появились современные методы учета поглощения света с помощью трехцветной фотоэлектрической фотометрии, строились надежные диаграммы цвет — светимость скоплений, развивались методы уверенного определения их расстояний.

Ирвин (1955, 1958) не знал старых указаний на возможность принадлежности цефеид к скоплениям, но ему была известна работа Эггена (1951), который исследовал голубой спутник δ Сер и показал, что с его помощью можно в принципе определить светимость и истинный цвет цефеиды. Поэтому при фотоэлектрических наблюдениях южных цефеид Ирвин обращал внимание на возможность наличия у них голубых спутников и уже на седьмую ночь наблюде-

ний, в марте 1955 г., обнаружил, что S Nor окружена более чем двумя десятками голубых звезд. Обратившись к атласу Бечваржа, Ирвин нашел, что S Nor находится в центре NGC 6087. Вскоре, так же случайно, он обнаружил, что U Sgr лежит близ центра M 25.

Независимо от Ирвина, на присутствие цефеид в скоплениях обратил внимание Холопов (1956). Он впервые исследовал вопрос о реальности физической связи цефеид со скоплениями (в рамках более общей задачи — поисков связи между рассеянными скоплениями и всеми вообще переменными звездами) и составил список таких звезд, проецирующихся на скопления, в котором было 16 цефеид. Он впервые детально проанализировал возможность физической связи этих цефеид со скоплениями.

Однако, к сожалению, работа Холопова вышла в свет лишь в 1958 г., когда уже были опубликованы результаты поисков цефеид в скоплениях, которые независимо от него и друг от друга провели Крафт (1957) и Ван ден Берг (1957), вдохновленные заметкой Ирвина. Крафт сравнивал координаты скоплений и цефеид, а Ван ден Берг искал скопления вокруг цефеид на картах Паломарского атласа. Почти все найденные ими в скоплениях цефеиды уже содержались в списке Холопова (1956).

Совершенно очевидно, что цефеиды — члены скоплений — заслуживали самого тщательного изучения. С их помощью можно определить нуль-пункт зависимости П—С, у них легко найти избыток цвета (по соседним ранним звездам), они могут что-то сказать о возрасте и генезисе цефеид.

За короткое время, в основном усилиями Сендиджа, Арпа, Крафта и Ирвина, появились исследования нескольких цефеид и связанных с ними скоплений, результаты которых были обобщены в статье Крафта (1961), содержащей сведения о пяти наиболее надежных цефеидах — членах скоплений (см. ниже).

Реальность физической связи цефеид со скоплениями к этому времени была надежно установлена. Ирвин (1958) рассмотрел следующие критерии членства цефеид в скоплениях: 1) вероятностные рассуждения; 2) близость собственных движений; 3) близость лучевых скоростей; 4) «разумность» получаемых значений светимости и ис-

тинного цвета цефеиды данного периода *). К этим критериям надо прибавить еще положение цефеиды на диаграмме скопления: эволюционные рассуждения привели к выводу, что она не может быть слабее или много ярче (больше, чем на 2 или 3^m) ярчайших звезд главной последовательности скопления. Обнаружение зависимости между периодом цефеиды и возрастом содержащего ее скопления (Ефремов, 1964, 1968b) привело к выводу, что соответствие этой зависимости также может служить хорошим критерием наличия физической связи между цефеидой и скоплением.

В предположении случайного распределения цефеид в пределах полосы шириной $\pm 7^\circ$ вокруг галактического экватора Ирвин (1958) получил, что количество цефеид, которые должны попасть в пределы скоплений при случайном проецировании, равно 1,2; наблюдается же в пределах скоплений, по его данным, 10 цефеид.

Еще раньше Холопов (1956) вычислил вероятности случайного попадания наблюдаемого числа переменных звезд разных типов в центральный круг сводного рассеянного скопления; для цефеид эта вероятность оказалась равной 0,00171. Увеличение концентрации цефеид по мере приближения к центру сводного скопления (Холопов, 1956) также следует рассматривать как доказательство реальности физической связи цефеид и скоплений.

Лучевые скорости также подтверждают этот вывод (см. Ирвин, 1958): в четырех случаях (EV Sct, U Sgr, DL Cas и S Nor) разность лучевых скоростей цефеиды и скопления, в состав которого она входит (см. табл. 1), не превышает 3 км/сек; лучевые скорости для звезд NGC 7790 до сих пор не получены.

Собственные движения цефеид, вообще говоря, слишком малы, чтобы по ним можно было сделать уверенные выводы; неопределенность в собственном движении звезд M 25 соответствует ошибке в тангенциальной скорости в ± 35 км/сек! (Ирвин, 1958). Может быть, однако, следует доверять результату специального исследования собственных движений 70 звезд в области NGC 129, проведенного

*) Все эти критерии являются необходимыми, но недостаточными; однако вероятность случайного выполнения всех их мала.

Таблица 1

Цефеиды в ядрах скоплений

Цефеида	Скопление	$\lg P$	$\langle B-V \rangle^{\circ}$	$\langle M \rangle_V$	$\langle B-V \rangle^{\circ}$	$\langle M \rangle_V$
EV Sct	NGC 6664?	0,490	0,58:	(-2,1)	0,57	-2,6
CE Cas b*	» 7790	0,648	0,60:	3,3:	0,56	3,2
CF Cas*	» 7790	0,637	0,73:	2,8	0,66	3,1
CE Cas a*	» 7790	0,709	0,75:	3,4:	0,64	3,3
GH Car	Tr *) 18?	0,758	0,60:	(2,2:)		
V 367 Sct	NGC 6649?	0,790:				
U Sgr*	M 25!	0,823	0,65	3,4	0,55	3,9
DL Cas*	NGC 1291	0,903	0,72	3,4	0,70	3,8
S Nor*	» 60371	0,939	0,78	3,4	0,73	4,0

*) Скопление из списка Трюмплера.

Таблица 2

Цефеиды в коронах скоплений

Цефеида	Скопление	$\lg P$	$\langle B-V \rangle^{\circ}$	$\langle M \rangle_V$
SZ Tau*	NGC 16471	0,498	0,54	-2,9
GU Nor*	» 6067	0,538	0,49:	3,1
CG Cas*	» 7790	0,640	0,55:	3,2
Y Sgr	M 25?	0,761	0,66	3,6
AB Cam	To *) 5?	0,763		
TY Sct	Tr 35?	1,043	0,79:	3,6:

*) Скопление из списка Томбо

Таблица 3

Цефеиды в ассоциациях

Цефеиды	Ассоциация	$\lg P$	$\langle B-V \rangle^{\circ}$	$\langle M \rangle_V$	$\langle B-V \rangle^{\circ}$	$\langle M \rangle_V$
UY Per	h, χ Per OB1?	0,730	0,63:	-3,4	0,58	-3,5
VY Per	h, χ Per OB1?	0,743	0,60:	4,0	0,55	3,9
VX Per	h, χ Per OB1?	1,037	0,79:	3,9:	0,64	4,3
SZ Cas*	h, χ Per OB1	1,134	0,70	4,4	0,61	4,7
CD Cyg	Cyg OB3?	1,232				
WZ Sgr	III Sgr (Ser OB4)?	1,343				
T Mon	I Mon OB1?	1,431	1,00	5,3		
AQ Pup	II Pup OB1?	1,474				
RS Pup	III Pup	1,617	1,10:	4,8:	0,89:	5,9

Работами Холопова и его сотрудников (см. Холопов, 1968) доказано существование у скоплений обширных корон, содержащих не только слабые звезды, но и до половины общего числа ярких звезд скопления. Поэтому была предпринята попытка поиска цефеид в далеких окрестностях скоплений, оказавшаяся удачной (Ефремов, 1964); было найдено пять цефеид. Для двух скоплений (NGC 7790 и NGC 1647) недавно доказано (Коваленко, 1968), что радиусы их корон действительно превышают расстояние цефеид от центров скоплений. Цефеиды отбирались не только по описанным выше критериям, но также и по линейному расстоянию до скопления, которое определялось в первом приближении по зависимости Π — S Крафта. Было также показано (Ефремов, 1963, 1964), что четыре цефеиды из далеких окрестностей h и χ Персея могут принадлежать двойному скоплению (ассоциации Per OB1). Для трех из них это было заподозрено еще Байдельманом (1943). Этот вывод был получен также Уилди (1964) и Эггеном (1965).

Вполне естественно, что молодые звезды — цефеиды могут встречаться в ОБ-ассоциациях. Список звезд, заподозренных в связи с ассоциациями, дан в работах Ефремова (1964) и Линга (1965); все такие цефеиды имеют большие периоды и, следовательно, наиболее молоды. Согласно Царевскому (1968) цефеиды, проецирующиеся на ассоциации,

по пластинкам Йеркского рефрактора с сорокалетней разностью эпох (Ленхам и Франц, 1961), которое показало, что DL Cas с большой вероятностью является членом скопления.

Поляризационные наблюдения, начавшиеся в последние годы, подтверждают физическую связь цефеид и скоплений, так же как и светимость цефеид, определяемая по методу Весселинга (см., например, Брежер, 1967).

имеют в среднем больший период. Однако однозначно решить вопрос о реальности принадлежности конкретной цефеиды к ассоциации очень трудно.

В табл. 1, 2 и 3 приводится список цефеид — наиболее вероятных членов звездных группировок. Знак вопроса отмечает звезды, принадлежность которых к звездным группировкам пуждается в подтверждении. Наиболее надежные звезды отмечены восклицательным знаком. Звездочка пояснена на стр. 81. В четвертом и пятом столбцах приведены данные об этих звездах, принятые Ефремовым и Копыловым (1967) или Ефремовым (1967а); в шестом и седьмом — данные, принятые Сендиджем и Тамманом (1969). В работе Царевского, Уреке и Ефремова (1966) приведен список цефеид, находящихся не далее пяти радиусов от центров рассеянных скоплений и заслуживающих изучения как их возможные члены. При его составлении сравнивались данные о всех известных цефеидах и скоплениях.

Первые результаты исследований цефеид в скоплениях позволили Сендиджу (1958) предположить, что эволюционный путь цефеид подобен пути других сверхгигантов, так что они должны подчиняться зависимости масса — светимость для звезд главной последовательности с уменьшенным на 1^m постоянным членом. Из соотношения период — плотность ($P\sqrt{\rho} = \text{const}$) Сендидж вывел связь между периодом, массой, светимостью и температурой цефеид, которую и предложил использовать при определении зависимости период — светимость (см. § 5).

Тем временем Арп (1960) опубликовал результаты исследования 60 цефеид Малого Магелланова Облака. Он обнаружил ошибку в гарвардской шкале звездных величин и получил новый наклон зависимости П—С, равный $-2,25$ (в синих лучах), которая хорошо представлялась единой прямой. Он нашел также убедительные подтверждения предположению Сендиджа (1958) о том, что дисперсия зависимости П—С определяется дисперсией зависимости период — цвет и наклоном на диаграмме цвет — светимость линий постоянного периода, так что более голубые цефеиды ярче, а более красные слабее средних цефеид данного периода.

Крафт (1961), следуя в общем полуэмпирическому анализу Сендиджа, принял наклон зависимости П—С, полу-

ченный Арпом (1960) в Малом Магеллановом Облаке и с помощью цефеид скоплений в зависимости период — плотность искал лишь нуль-пункт зависимости. Он опирался на следующие пять цефеид: EV Sct (NGC 6664), CF Cas (NGC 7790), U Sgr (M 25), DL Cas (NGC 129), S Nor (NGC 6087). В результате Крафт (1961) получил следующую зависимость период — светимость, долго бывшую во всеобщем употреблении как при исследовании Галактики, так и при построении межгалактической шкалы расстояний:

$$\langle M_V \rangle = -1,67 - 2,54 \lg P; \quad \langle M_B \rangle = -1,33 - 2,25 \lg P.$$

Зависимость П—С Крафта соответствует поправке к нуль-пункту Шепли в $-1^m,4$ (при периоде около шести дней; ввиду отличия наклонов зависимостей Крафта и Шепли необходимо указывать значение периода, к которому относится поправка).

Исследования цефеид в рассеянных скоплениях привели на первом этапе к подтверждению нуль-пункта Бааде. Вместе с тем стало ясно, что отныне нуль-пункт зависимости П—С зависит от точности определения расстояний до скоплений и изменение этих расстояний немедленно приводит к изменению светимостей цефеид.

§ 4. Светимости цефеид и положение начальной главной последовательности

Среди многочисленных работ по определению средних параллаксов цефеид (которые до исследования цефеид в скоплениях были главным источником сведений о светимости этих звезд) до нашего времени сохраняет значение прежде всего исследование Блау и Г. Моргана (1954). Они пришли к выводу, что при определении вековых параллаксов следует использовать лишь цефеиды с наиболее надежными собственными движениями; таких звезд оказалось 18. Для восьми звезд были использованы достаточно надежные значения избытков цвета, и в результате поправка к нуль-пункту Шепли оказалась равной $-1^m,4 \pm 0^m,4$. Парсенаго (1954) переработал данные Блау и Моргана с лучшим значением скорости Солнца относительно цефеид ($18,6$ вместо $21,9$ км/сек) и получил поправку

к нуль-пункту Шепли, равную $-1^m,2$. Крафт и Шмидт (1963) приняли скорость Солнца равной $16,4$ км/сек и получили поправку нуль-пункта в $-0^m,9$. Генкин (1963), используя для скорости Солнца значение $15,5$ км/сек и отбросив пять цефеид из 18, получил поправку к нуль-пункту Крафта (1961) в $+0^m,5$, что также означает поправку в $-0^m,9$ к нуль-пункту Шепли.

Кукаркин (1949а) и Бааде (1963) указывают, что главную трудность при определении средних параллаксов цефеид создает ненадежность учета межзвездного поглощения света. Хотя собственные движения цефеид очень малы, Бааде (1963) приводит аргументы в пользу достаточной точности собственных движений 18 звезд, выведенных Блау и Морганом; в то же время избытки цвета этих цефеид, использованные Крафтом и Шмидтом и Генкиным, заведомо не могут быть существенно ошибочны (см. § 4).

Таким образом, наилучшие данные о вековых параллаксах цефеид приводят к поправке нуль-пункта Шепли в $-1^m,0$ и дают на $+0^m,5$ более слабые светимости, чем это получилось у Крафта (1961) по цефеидам скоплений. Крафт и Шмидт (1963) относят это разногласие за счет систематических ошибок собственных движений. Однако согласно Фрикке (1966) переход от системы каталога N 30, которой пользовались Блау и Морган, к более предпочтительной системе FK4, приведет к тому, что цефеиды станут слабее еще на $+0^m,2$. На светимостях цефеид, определяемых статистическими методами, могут отразиться и особенности их пространственных движений, и систематические движения звезд Местной системы [см., например, Клуб (1966)]. Переход к системе FK4 и увеличение числа надежных определений собственных движений цефеид во всяком случае необходимы; такая работа ведется в Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга в Москве Е. Д. Павловской и Д. К. Каримовой.

Так или иначе, существующие в настоящее время определения средних параллаксов цефеид подтверждают нуль-пункт Паренаго (1954), который на $-1^m,0$ ярче нуль-пункта Шепли и получен как среднее из определений поправки нуль-пункта по зависимости период—плотность, по собственным движениям, по вращению Галактики,

по блеску звезд типа RR Lyr в Магеллановых Облаках, и по тригонометрическим параллаксам. Современные определения светимости звезд типа RR Lyr (по собственным движениям, по принадлежности нескольких звезд к движущимся группам и по расстояниям нескольких шаровых скоплений) вполне надежны и подтверждают принятое Паренаго (1954) среднее значение $+0^m,5$. Поскольку разница в модуле расстояния M 31, определенного по гигантам населения II (в предположении, что светимость звезд типа RR Lyr равна 0^m) и по цефеидам (с нуль-пунктом Шепли) составляет $1^m,5$ (Бааде, 1963), принятие для звезд типа RR Lyr значения $+0^m,5$ означает, что поправка к нуль-пункту Шепли составляет не $-1^m,5$, а лишь $-1^m,0$ (Паренаго, 1954)*. Необходимо найти объяснение тому, что нуль-пункт Паренаго на $+0^m,5$ слабее нуль-пункта Крафта.

Причиной этого разногласия могло бы быть наличие систематической ошибки в принятых Крафтом (1961) расстояниях рассеянных скоплений, содержащих цефеиды. Эти расстояния определены с помощью полученной Джонсоном и Ириарте (1958) калибровки начальной главной последовательности (ГП), основанной на последовательной подстройке к ГП Гиад нижних отрезков ГП все более молодых скоплений. Независимым совмещением ГП ряда скоплений Копылов (1960, 1964а) получил новое положение начальной ГП, которая в области звезд В и А проходит теперь на $0^m,5$ ниже, чем у Джонсона — Ириарте. Причиной этого, согласно Копылову, могут быть, в частности, индивидуальные особенности ГП отдельных скоплений (например, различие в химическом составе или разные скорости вращения звезд), что при методике Джонсона могло бы привести к систематическому искажению полученной Джонсоном и Ириарте начальной ГП.

Определение расстояний скоплений, содержащих цефеиды, с помощью начальной ГП Копылова показало

* В самом деле, если средняя величина ярчайших звезд в шаровых скоплениях составляет $M_v = -0^m,8$ (Арп, 1965), разница в модуле расстояния M 31 по этим звездам и по цефеидам с нуль-пунктом Шепли составляет не $1^m,5$, а $22^m,75$ — $(-0^m,8)$ — $22^m,7 = 0^m,85$ (см. стр. 70).

(Ефремов и Копылов, 1967), что светимости цефеид получают при этом в среднем на $0^m,5$ слабее, чем это следует из зависимости П—С Крафта (1961). Разногласия между этой зависимостью и светимостями цефеид, вытекающими из собственных движений, таким образом, можно отнести за счет завышенных светимостей звезд классов В и А, даваемых начальной ГП Джонсона — Ирриарте (1958). Отметим, что увеличение на $0^m,4$ модуля расстояния Гиад, предложенное Ходжем и Валлерштейном (1966), которое ведет к сдвигу начальной ГП и соответствующему увеличению светимостей цефеид, не подтверждается многочисленными последующими работами (см., например, Вилсон, 1967).]

Значительное увеличение числа цефеид Галактики, связанных со скоплениями, позволило предпринять попытку определить с их помощью не только нуль-пункт, но и наклон зависимости П—С (Ефремов, 1967а, б). Из числа цефеид в ядрах скоплений была опущена EV Sct, поскольку реальность скопления NGC 6664 внушает некоторые сомнения — оно может быть просто более прозрачной областью в районе с большим поглощением. Из данных Рослунда (1961) следует, что поглощение света для звезд скопления, падающих на том же расстоянии, что и окрестные звезды фона, систематически меньше (Ефремов, 1967а). К числу цефеид в ядрах скоплений были добавлены оба компонента SE Cas в NGC 7790, из-за близости которых (2", 3") раздельная фотометрия каждого из них получена лишь недавно (Ефремов и Холопов, 1965; Смак, 1966; Сепидж и Тамман, 1969). Были использованы также наиболее надежные члены корон скоплений. Избытки цвета были взяты в основном из работы Ефремова и Копылова (1967). Модули расстояний скоплений находились с помощью линии эволюционного отклонения Джонсона (1960) и начальной ГП Копылова, переведенной в шкалу истинных цветов Серковского (Ефремов и Копылов, 1967). Полученные по принадлежности к скоплениям светимости SZ Tau и SZ Cas при нахождении зависимости П—С были уменьшены на $0^m,5$ поскольку эти цефеиды с малыми амплитудами должны быть на $0^m,5$ ярче средней линии зависимости (см. § 6). По десяти цефеидам, которым были приданы разные веса, зависящие от точности определения

модуля расстояния скоплений и избытка цвета, была получена следующая зависимость П—С:

$$\begin{aligned} \langle M \rangle_v = \\ -1.90 - 1.71 \lg P^*, \\ \pm 0.34 + 0.43. \end{aligned}$$

Эти десять цефеид отнесены в табл. 1, 2 и 3 звездочкой и нанесены на рис. 7. Периоды использованных цефеид заключены в интервале от трех до 13 дней. В этом интервале приведенная формула дает в среднем на $\pm 0^m,5$ более слабые светимости, чем зависимость Крафта (1961), что и объясняется принятием начальной ГП Копылова (рис. 7)**).

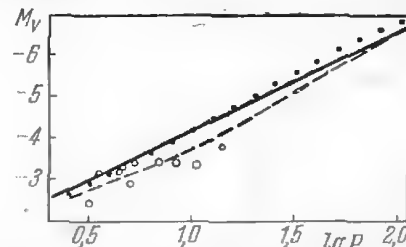


Рис. 7. Зависимость период — светимость Сепиджа — Тамман (1968, точки), Ефремова (1967, пунктир) и Крафта (1961, прямая). Кружки — цефеиды в рассеянных скоплениях Галактики (Ефремов, 1967а, б).

§ 5. Определения светимостей цефеид по их радиусам и зависимости период — плотность

Поскольку температура цефеид определяется сравнительно легко, знание радиуса немедленно приводит к определению светимости звезды. В настоящее время существуют многочисленные модификации способа Весселинга (1946), который исходит из однозначного соответствия между температурой и поверхностной яркостью звезды, так что при одинаковом показателе цвета разность блеска звезды в двух фазах может быть вызвана только различием радиуса (см. § 8 гл. 5). Будучи принципиально правильным, этот способ, однако, не даст однозначных результатов, поскольку звезда излучает не в точности как абсолютно чер-

*) Здесь и далее имеется в виду среднее значение светимости (или показателя цвета), которое в случае больших амплитуд на несколько сотых слабее (краснее) среднего значения.

**) См. примечание в конце главы.

ное тело, а непрерывный спектр и линии, по которым определяются лучевые скорости, образуются на разных уровнях. Авторами, занимавшимися в последние годы определениями радиусов цефеид разными способами, получены следующие выражения для зависимости период — светимость:

$$M_V = -2,02 - 2,37 \lg P \quad (\text{Курочкин, 1966}),$$

$$M_V = -1,4 - 2,6 \lg P - 0,2 \lg^2 P \quad (\text{Латышев, 1968}),$$

$$M_V = -2,54 - 2,79 \lg P + 2,0 (B - V) \quad (\text{Ферни, 1967b}).$$

Последнее выражение легко превратить в зависимость Π — C , подставив в него зависимость период — цвет (см. § 8).

Другой путь определения светимостей цефеид, также не связанный со знанием их расстояний, представляет зависимость период — плотность $P/\rho/\rho_\odot = \text{const}$, из которой, как показал Сендидж (1958), а также Сендидж и Граттон (1963), можно получить ряд важных свойств цефеид. Эта зависимость преобразуется к такому виду:

$$\lg P + \frac{1}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + 0,3 (M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot}) + 3 \lg \frac{T_e}{T_{e\odot}} = \lg Q,$$

где Q — пульсационная постоянная. Используя соотношения (Оук, 1961; Крафт, 1961)

$$M_{\text{bol}} = M_V + 0,145 - 0,322 (B - V)^*);$$

$$\lg T_e = 3,886 - 0,175 (B - V)^*);$$

$$M_{\text{bol}} = 2,96 - 8,22 \lg M/M_\odot,$$

Сендидж и Граттон (1963) получили выражение

$$\lg P + 0,239 M_V - 0,602 (B - V) - 0,838 = \lg Q, \quad (2.1)$$

в котором величину Q можно найти, подставляя в него данные о цефеидах в скоплениях, взятые у Крафта (1961); она оказалась равной $\lg Q = -1,294$. После этого для цефеид с известным показателем цвета может быть найдена M_V и затем средняя линия полосы цефеид на диаграмме Герцшпрунга — Рассела $M_V = 2,70 - 10,0 (B - V)$. Под-

ставляя это выражение в (2.1), Сендидж и Граттон получили для зависимости Π — C : $M_V = -0,98 - 3,34 \lg P$. Полное согласие с зависимостью Π — C Крафта достигается лишь тогда, если $\lg Q = -1,50 + 0,241 \lg P$, т. е. если цефеиды разных периодов не гомологичны; однако требовать такого согласия, как выясняется в настоящее время, не обязательно.

Сендидж и Граттон использовали соотношение масса — светимость Койпера с уменьшенным на 1^m постоянным членом (это равносильно предположению, что после увеличения светимости на 1^m при уходе звезды с ГП светимость больше не изменяется). В настоящее время зависимость масса — светимость для цефеид может быть получена непосредственно из расчетов эволюции массивных звезд; из данных Ибена и группы Кишпенхана можно получить примерно такую зависимость (в интервале масс от 5 до 9 солнечных):

$$M_V = +1,95 - 7,45 \frac{M}{M_\odot}.$$

Тогда выражение (2.1) переходит в следующее:

$$\lg P + 0,233 M_V - 0,622 (B - V) - 0,930 = \lg Q. \quad (2.2)$$

Значение пульсационной постоянной Q может быть теперь получено по нескольким цефеидам, пульсирующим одновременно с основным периодом и с первым обертоном (см. § 7); все четыре такие звезды, наиболее хорошо изученные, дают значение $Q = 0,0425$ (Кристи, 1966). Хотя периоды этих звезд заключены в интервале двух-трех дней, сейчас нет особых оснований считать, что Q является функцией периода. Подставляя в (2.2) это значение Q и зависимость период — цвет в виде

$$B - V = +0,206 + 0,558 \lg P$$

(Ефремов, 1966, см. § 9), получаем зависимость Π — C в виде $M_V = -1,34 - 2,80 \lg P$. В отличие от зависимости Сендиджа и Граттона, эта зависимость получена без использования данных о цефеидах в скоплениях, и любопытно ее почти полное совпадение с зависимостью Сендиджа и Таммапа (1968), о которой речь будет ниже, и с зависимостью Латышева (1968).

*) Эти выражения справедливы лишь для сверхгигантов классов F—G.

§ 6. Зависимость период — светимость в других галактиках

Таблица 4

Наклон зависимости период—светимость, полученный для разных галактик в системе *V* и *B*

Галактика	<i>V</i>	<i>B</i>	Периоды	Автор
Галактика	1,7	—	3—13 ^d	Ефремов (1967 а, б)
ММО	2,5	2,2	2—50	Арп (1960)
ММО	—	2,1	2—60	Пейн-Гапошкина и Гапошкин (1966)
ММО	—	1,8	2—60	»
ММО	—	3,0	2—60	»
БМО	2,9	2,8	2—99	Вулли и др. (1962)
БМО	1,9	—	2—11	Ефремов (1964) по данным
БМО	3,8	—	14—99	Вулли и др. (1962)
Галактика	12,91	—	12—41	Сендидж, Тамман (1969)
ММО, БМО	3,0	2,6	5—87	Гасколь, Крон (1965)
М 31	—	(2,2)	3—21	Бааде, Суоп, (1963)
IC 1613	—	(2,2)	—	Сендидж (1962)
NGC 6522	3,0	2,6	11—91	Кайзер (1967)
NGC 2403	(2,8)	—	20—87	Тамман, Сендидж (1968)

Данные табл. 4 (переход от системы *V* к *B* можно осуществить с помощью наклона зависимости период — цвет, который составляет около 0,5) позволяют предложить следующую форму единой зависимости П—С (Ефремов, 1967а, б):

$$M_V \approx -1,7 - 2,0 \lg P; \quad \lg P < 0,96;$$

$$M_V \approx -0,7 - 3,0 \lg P; \quad \lg P \geq 0,96.$$

Нуль-пункт этой зависимости привязан к начальной ГП Копылова (1964а) и близок к нуль-пункту Паренаго (1954); для перехода к шкале расстояний, основанной на начальной ГП Джонсона — Ириарте (1958), его следует сделать ярче на 0^m,5.

Другое решение проблемы предложено Сендиджем и Тамманом (1968), которые также исходят из предположения о существовании единой зависимости П—С, но различные значения наклона, полученные для разных галактик, объясняют случайностями, вызванными недостаточ-

В последние годы появилась достаточно надежная фотометрия цефеид в нескольких ближайших галактиках. Первой из них была работа Арпа (1960), проведшего фотографическую фотометрию 60 цефеид ММО, основанную на фотоэлектрических стандартах звездной величины. Арп напел заметную ошибку в гарвардской шкале звездных величин в ММО и заключил, что зависимость П—С хорошо представляется единой прямой с наклоном 2,25 в синих лучах и 2,50 в желтых; эти значения были приняты Крафтом (1961) и долгое время считались универсальными, тем более, что данные о цефеидах М 31 и IC 1613 (см. Сендидж, 1962) им не противоречили. Однако фотометрия Вулли и др. (1962), также фотографическая, неожиданно показала, что по 48 звездам БМО наклон получается 2,94 в желтых лучах. Этот результат был подтвержден фотоэлектрической фотометрией цефеид БМО Гасколя и Крона (1965), получивших наклон 2,97. Пейн-Гапошкина и Гапошкин (1966) в обширном фотографическом исследовании 1139 цефеид БМО получили пелипейную зависимость П—С, наклон которой изменяется от 1,8 до 3,0 в синих лучах. Однако в этом хаосе противоречивых значений можно уловить все же некоторую систему, если учесть, что в разных галактиках обычно изучены цефеиды в несовпадающих интервалах по периоду. Рассмотрение данных табл. 4, показывающих все известные сейчас значения наклона зависимости П—С в разных галактиках и величины периодов, характерные для большинства изученных в данной системе цефеид, показывает, что противоречивые наклоны можно совместить с предположением о существовании единой зависимости П—С, если считать, что наклон ее для малых периодов существенно меньше, чем для больших. Возможно, что наклон увеличивается постепенно, но представляется более вероятным, что одно значение сменяется другим близ периода в девять дней, где терпит разрыв ряд характеристик цефеид (см. § 7). Кукаркин (1949а) уже давно нашел по 750 цефеидам Магеллановых Облаков, что до периода в девять дней наклон зависимости П—С равен 1,67, а при больших периодах — 2,08 (в синих лучах).

Таблица 5

Зависимость период—светимость Цефиджа—Таммана (1968)

$\lg P$	$M_{\langle B \rangle}$	$M_{\langle V \rangle}$	$\lg P$	$M_{\langle B \rangle}$	$M_{\langle V \rangle}$
0,4	-2,18	-2,60	1,3	-4,44	-5,06
0,5	2,40	2,85	1,4	4,67	5,35
0,6	2,65	3,12	1,5	4,91	5,64
0,7	2,89	3,38	1,6	5,16	5,92
0,8	3,12	3,64	1,7	5,41	6,22
0,9	3,38	3,92	1,8	5,64	6,49
1,0	3,64	4,20	1,9	5,82	6,72
1,1	3,92	4,50	2,0	5,96	6,90
1,2	4,18	4,78	2,1	6,05	7,02

ным числом изученных звезд и значительной физической дисперсией зависимости. Зависимости П—С для Магеллановых Облаков, М31 и NGC 6822 они сдвигают друг к другу до достижения минимальной дисперсии, получая тем самым форму зависимости, а нуль-пункт ее определяют с помощью пяти цефеид в скоплениях Галактики, светимости которых найдены Крафтом (1961), добавляя к ним четыре звезды из окрестностей η и χ Персея (Ефремов, 1963; Эгген, 1965) и принимая модуль скопления в $11^m, 9$. Цефидж и Тамман находят, что все семь цефеид с большими периодами у Арпа (1960) случайно оказались слабее средней линии зависимости П—С, и наоборот, блеск его цефеид с $\lg P < 0,5$ завышен на $0^m, 1$ из-за ошибки фотометрической шкалы. С другой стороны, по их мнению, Галошкины (1966) преувеличили значение поглощения света для звезд больших периодов и тем самым сделали их слишком яркими. Дисперсия единой зависимости П—С Цефиджа—Таммана (1968а) составляет $\pm 0^m, 6$ в синих лучах и $\pm 0^m, 5$ в желтых; эти величины могут быть объяснены физической дисперсией показателей цвета цефеид одного периода и наклоном линий постоянного периода на диаграмме цвет—светимость, вытекающим из соотношения (2. 1).

Эта зависимость приведена в табл. 5 и на рис. 8, из которого следует, что, за исключением своих концов, она

практически прямолинейна и имеет наклон около 2,8. В случае принятия начальной ГП Копылова (1964а)

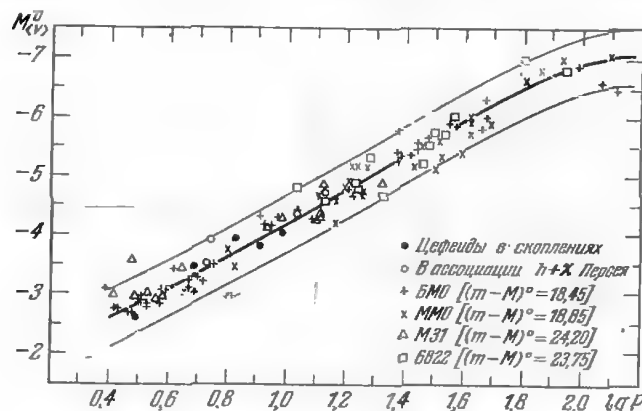


Рис. 8. Сводная зависимость период — светимость Цефиджа — Таммана (1968).

нуль-пункт зависимости Цефиджа — Таммана следует сделать примерно на $0^m, 5$ слабее*).

§ 7. Кривые блеска цефеид

Первое исследование форм кривых блеска цефеид, результаты которого сохраняют значение, принадлежит Герцшпрунгу (1926). Он отобрал 37 наиболее надежных кривых и описал главные закономерности изменения вида кривых с увеличением периода. Кукаркин и Паренаго (1937) повторили работу Герцшпрунга, построив нормальные кривые для 168 звезд. Основные выводы этих работ состоят в следующем: до периода в шесть дней кривые блеска имеют обычно гладкую форму с быстрым ростом блеска и более медленным падением; близ этого периода на нисходящей ветви зарождается горб (см. рис. 16), который затем растет и приближается к главному максимуму. Близ периода в 9—10 дней горб настолько велик, что кривая имеет иногда два почти одинаковых максимума. С дальнейшим

*) См. примечание в конце главы.

увеличением периода вторичное колебание, зародившееся при периоде в шесть дней, уже играет роль максимума, а бывшее главное колебание становится горбом на восходящей ветви.

Рассмотрение кривых блеска 270 цефеид, построенных в системе В по сводке фотоэлектрических наблюдений цефеид Митчелла и др. (1964) полностью подтверждает эти

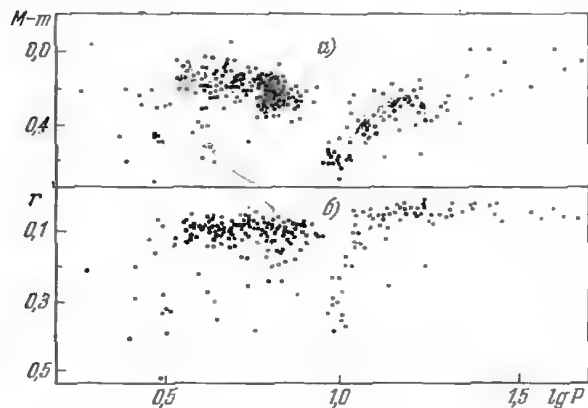


Рис. 9. а) Диаграмма асимметрия — период для цефеид Галактики; б) диаграмма скорость возрастания блеска — период (Ефремов, 1968а).

выводы (Ефремов, 1968а). Особый интерес представляет поведение кривых блеска цефеид близ критического периода в девять дней. У всех цефеид с периодами 9—10 дней уменьшены амплитуды и сама численность их меньше, хотя в реальности последнего обстоятельства можно сомневаться (к этому вопросу мы вернемся ниже). На диаграмме асимметрия (доля периода, занимаемая восходящей ветвью) — период (рис. 9, а) имеется резкий разрыв близ периода в девять дней ($\lg P = 0,96$), и, как давно уже показал Робинзон (1930), этот разрыв исчезает, если для звезд с меньшими периодами брать расстояние от минимума до горба на нисходящей ветви, а не до максимума. При построении рис. 9 в интервале 9—10 дней в случае наличия двух максимумов измерялось расстояние до второго

максимума, так как только тогда звезды с двумя максимумами занимают на нем положение, близкое к положению звезд с одним максимумом. Измерение же асимметрии по положению первого максимума приводит такие звезды на продолжение зависимости для звезд с периодами, меньшими девяти дней. Это подтверждает вывод Кукаркина и Паренаго (1937) о двух типах колебаний, из которых один преобладает до периода в девять дней, а второй — при больших периодах. Характеристики кривой блеска неоднозначно определяются периодом, так что лишь средние кривые цефеид с близкими периодами подчиняются зависимости Герцшпрунга. В частности, в критическом интервале периодов, вопреки выводу Вальравена, Тинбергена и Вальравен (1964), положение и амплитуда горбов не однозначно связаны с периодом; так, BZ Cyg, SY Aur и ζ Gem имеют почти одинаковые периоды ($10^d, 14$, $10^d, 14$ и $10^d, 15$), а форма их кривых блеска резко различна.

Поведение горбов на кривых блеска цефеид недавно заново изучено Макаренко (1968) и Якимовой (1968); в обеих работах также подтверждено существование двух типов колебаний, причем из работы Макаренко следует, что второе колебание появляется при том значении периода (шесть дней), при котором первое колебание имеет наибольшую амплитуду; наоборот, близ периода 20 дней, у которого максимальна амплитуда второго колебания, исчезает первое колебание. К сходным выводам пришла и Якимова.

Диаграмма амплитуда — период по данным той же сводки Митчелла и др. (1964) изучена Ефремовым (1968а). Использовались величины В, в которых амплитуды цефеид заметно больше, чем в V ($A_V = 0,67 A_B$). Главные ее особенности таковы (рис. 10): при периоде в 9,0 дней имеется локальный минимум амплитуд, в обе стороны от которого максимальные для данного периода амплитуды растут и достигают наибольших значений близ 5,3 дня (около $1^m, 5$) и близ периода в 24 дня (около $2^m, 1$). Минимум амплитуд близ периода в девять дней отмечался уже давно, он четко виден, например, на диаграмме Кукаркина и Паренаго (1937), построенной по фотографическим данным, приведенным в одну систему, однако до самого последнего времени в качестве представительной

для Галактики используется диаграмма для цефеид в радиусе 2,5 kpc от Солнца (Банер, Хильтнер и Крафт, 1962), не имеющая этого минимума. Локальный минимум амплитуд при периоде в девять дней является характерным свойством цефеид и во всех других галактиках (Арп, 1960; Бааде и Суон, 1965 и др.). Но если в М 31 верхняя

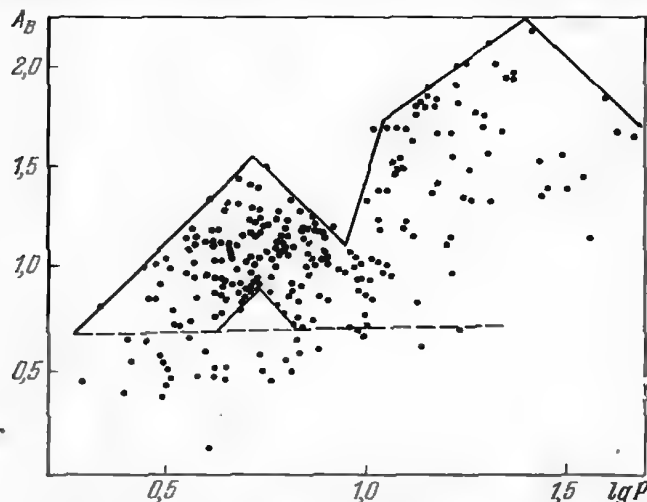


Рис. 10. Диаграмма амплитуда — период. Под пунктирной кривой — цефеиды с малой амплитудой (типа s по Пейн-Гапошкиной) (Ефремов, 1968а).

огibaющая диаграммы амплитуда — период практически такая же, как и в нашей Галактике, то в Магеллановых Облаках положение левого максимума сдвинуто к двум дням и амплитуде $1^m,8$. Положение правого максимума примерно одинаково во всех галактиках. Повсеместно после периода в 20—30 дней амплитуды вновь начинают уменьшаться.

На рис. 10 обращает на себя внимание отсутствие цефеид в примерно треугольной области близ $\lg P = 0,73$ и амплитуды $0^m,75$; ниже этой области, под пунктирной чертой, находятся цефеиды, многими своими характеристиками отличающиеся от обычных. Это прежде всего малые

амплитуды, не превышающие $0^m,75$, гладкие кривые блеска без горбов и почти симметричные, $M - m$ для них не меньше 0,35. Эти цефеиды не подчиняются общей для звезд с большими амплитудами закономерности изменения формы кривой блеска с ростом периода; описанный вид кривых блеска сохраняется у них при всех периодах от двух дней (SU Cas) до 18 (Y Oph). Особенности цефеид этой группы рассмотрены Макаренко (1966) и Ефремовым (1967а, 1968а). Необходимо отметить, что в целом описанная группа цефеид не тождественна группе S , выделенной Эггеном (см. Эгген, Гасконь и Крон, 1957).

Основываясь на форме кривых блеска, Эгген поделил цефеиды на три группы: A , B и C . Группа A включает в себя асимметричные кривые без горбов, группа B — асимметричные кривые с горбами, а группа C — звезды, для которых восходящая ветвь занимает не менее 0,37 периода, как с горбами, так и без горбов. Пейн-Гапошкина (1959) разбила цефеиды Магеллановых Облаков по форме кривых блеска на семь групп, каждая из которых занимает определенное положение на диаграмме период — светимость. В числе этих групп есть тип s , обладающий сравнительно симметричными кривыми, и цефеиды Галактики с небольшими амплитудами, расположенные под пунктирной линией на рис. 10, во всех отношениях тождественны группе s Пейн-Гапошкиной, ярко выраженной в Магеллановых Облаках. Цефеиды ММО показывают минимум в распределении по $M - m$ при значении 0,32 (если брать звезды с периодом, меньшим четырех дней), а цефеиды Галактики — 0,35, хотя и не столь резко выраженный (брались цефеиды с периодом, меньшим пяти дней). Эти минимумы отделяют группу s от обычных цефеид.

Распределение амплитуд цефеид также подтверждает необходимость разбиения их на три главные группы — цефеиды всех периодов с малыми амплитудами и гладкими кривыми (тип s), цефеиды с амплитудой, большей $0^m,8$ и периодами, меньшими девяти дней, и цефеиды с амплитудой, большей $0^m,8$ и периодами, большими девяти дней. На рис. 11 (Ефремов, 1968а) видно, что распределение по амплитудам цефеид с периодами, не превышающими девяти дней, имеет максимум при значении $1^m,4$ и локальный минимум при значении $0^m,75$, отделяющий цефеиды типа

s*); звезды же с большими периодами имеют самые разнообразные амплитуды — резкое различие левой и правой частей рис. 10 бросается в глаза. Цефеиды типа s, кроме того, по крайней мере в Магеллановых Облаках и, можно полагать, везде, в среднем на $0^m,5$ ярче обычных цефеид того же периода (Пейн-Гапошкина и Гапошкин, 1966) и уже это делает их выделение как отдельного подтипа совершенно обоснованным. Они, безусловно, относятся к цефеидам плоской составляющей (Ефремов, 1968а).

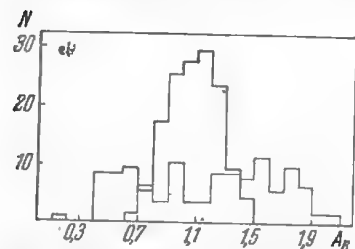


Рис. 11. Распределение по амплитудам цефеид Галактики. Жирная линия соответствует периодам до 9 дней, тонкая — после 9 дней (Ефремов, 1968а).

Амплитуда и асимметрия коррелируют между собой, если брать по отдельности звезды до и после девяти дней. На всем интервале периодов хорошо связан с амплитудой лишь показатель скорости увеличения блеска r , введенный Арпом (1960) и указывающий долю периода,

за которую блеск возрастает перед максимумом на 1^m . Связь величины r с периодом показана на рис. 9, б (**). Эта величина, измеряющая наклон восходящей ветви близ максимума, не реагирует на горбы в нижней части восходящей ветви. Чем больше амплитуда, тем круче восходящая ветвь, и от этой зависимости отклоняются лишь цефеиды сферической составляющей. Этот факт представляет безусловный интерес для теории пульсации.

Многочисленные старые обсуждения вопроса об изменении кривых блеска цефеид привели к выводу о нереальности таких изменений и строгой повторяемости кривых блеска цефеид от цикла к циклу (см. Кукаркин и Па-

*) Учет вероятности открытия приводит к выводу, что реальное количество цефеид с амплитудами $0^m,7$ и $1^m,1$ должно быть примерно одинаково (Кукаркин и Паренаго, 1937).

**) На рис. 9 r означает долю периода, за которую блеск возрастает на $0^m,5$.

ренаго, 1937), в целом подтверждаемому современными фотоэлектрическими наблюдениями. Но в настоящее время известно несколько цефеид, кривые блеска которых показывают периодические изменения, объясняющиеся наличием у таких звезд двух интерферирующих периодов. Вот сводка данных о наиболее хорошо изученных таких звездах:

	TU Cas	U TrA	AP Vel	BK Cen
P_0	$2,14$	$2,57$	$3,13$	$3,17$
P_b	$5,23$	$6,30$	$7,41$	$7,57$
P_1	$1,52$	$1,82$	$2,20$	$2,24$
P_1/P_0	$0,71$	$0,71$	$0,70$	$0,71$

Обращает на себя внимание замечательное постоянство отношения периода первого обертона (P_1) к основному периоду (P_0). Это отношение дает хороший способ определения пульсационной постоянной $Q = \sqrt{\rho/\rho_0}$, оказывающейся равной $0,042-0,043$ (Кристи, 1966). Вторичный период заподозрен и у ряда других цефеид: V 439 Oph, SW Tau, UZ Cen, GZ Car, EY Car, FZ Car, Y Car, DY Car, TZ Mus, VX Pup, BQ Ser, V 572 Aql, AU Peg и V 367 Scl = N 64 в NGC 6649. Основные периоды всех этих звезд заключены в интервале от полутора до шести дней. Существенное отличие от обычного эффекта Блажко, известного у звезд типа RR Lyr, состоит в близости периодов основного и вторичного колебаний, тогда как период эффекта Блажко на порядок и даже два порядка больше основного периода. В этом отношении цефеиды с переменной кривой блеска вполне аналогичны звездам типа δ Scl и карликовым цефеидам (Кристи, 1966). Легкие отличия кривых блеска от цикла к циклу известны у цефеид сферической составляющей, особенно у звезд с большими периодами.

§ 8. Периоды цефеид

Основные закономерности в распределении цефеид по периодам были известны уже в двадцатых годах — число цефеид быстро увеличивается к периоду в пять дней, затем спадает к девяти, несколько возрастает к пятнад-

пяти дням и затем медленно уменьшается (рис. 12). Кукаркип (см. Кукаркин и Паренаго, 1937) указал, что распределение периодов цефеид должно быть исправлено за эффекты селекции, вызванные тем, что от периода зависят амплитуда звезды (от которой в свою очередь зависит вероятность открытия) и светимость звезды. Зависимость амплитуды от периода ведет к преуменьшению числа

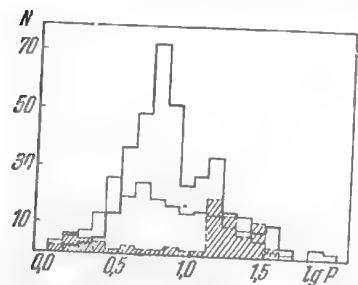


Рис. 12. Распределение по периодам цефеид Галактики из ОКПЗ — 1968. Жирная линия — классические цефеиды, пунктир — звезды типа W Vir, тонкая линия — цефеиды, не отнесенные в ОКПЗ — 1968 к какой-либо составляющей.

цефеид малых периодов и после учета эффекта видимости.

Исправленное за этот эффект распределение цефеид согласно Копылову (1964b) имеет максимум при $\lg P = 0,68$, что близко к значению, при котором наблюдаются максимальные амплитуды цефеид с периодом, меньшим девяти дней (0,73). Это не связано с вероятностью открытия, так как согласно Кукаркину (Кукаркин и Паренаго, 1937) распределение, исправленное за

один лишь этот эффект, имеет максимум практически при том же значении. Минимум же числа цефеид близ периода в девять дней, у которого наблюдается и минимум амплитуд, может быть все же реален, если только взять узкий интервал периодов.

В интервале логарифмов периода от 0,91 до 0,96 в ОКПЗ (1958) содержатся 10 звезд, в то время как в соседних равных интервалах по 25 и 26 звезд; амплитуды же цефеид во всех трех интервалах примерно одинаковы. Если этот узкий минимум реален, его существование может быть связано с тем, что $\lg P = 0,96$ является предельным значением для короткопериодической группы цефеид. Амплитуды классических цефеид падают также и с уменьшением периода: современные данные подтверждают вывод Арпа (1955), что среди звезд с периодом 1—3 дня звезды плоской составляющей имеют только небольшие амплитуды, а

звезды сферической составляющей могут иметь и большие и малые амплитуды.

Возникает впечатление, что при периоде, близком к пяти дням (т. е. массе около 4—5 солнечных), цефеиды не только достигают максимальной амплитуды, но и сама их численность становится больше, причем это относится лишь к одной группе цефеид — с большими амплитудами и периодами, меньшими девяти дней.

Связь амплитуды и численности цефеид данного периода не так четко выражена в Магеллановых Облаках. В ММО максимум в распределении по периодам приходится на $3^d,1$ для звезд с $M - m > 0,3$ и $1^d,8$ для звезд с $M - m < 0,3$ (рис. 13; данные Пейн-Гапошкиной и Гапошкина, 1966), тогда как максимальные амплитуды наблюдаются при периоде в два дня, близ небольшого локального минимума в распределении по периодам. Однако и максимальные амплитуды и максимум в распределении по периоду существенно сдвинуты здесь в короткопериодическую сторону сравнительно с нашей Галактикой. Большое Магелланово Облако занимает в этом отношении промежуточное положение между ММО и Галактикой; согласно Шепли и Нейл (1955), максимальное число цефеид наблюдается там близ периода в $4^d,35$. Туманность Андромеды и в отношении распределения по периодам похожа на нашу Галактику.

Изменяемость периодов цефеид неоднократно подвергалась изучению; первая закономерность в изменениях периодов была найдена Кукаркиным и Флорей (1932), которые обнаружили, что цефеиды с большими периодами быстрее изменяют периоды. Долгое время считалось, что изменения периодов происходят непрерывно и линейно со временем, так что график $O - C$ (уклонение вычисленного момента максимума от наблюдаемого) имеет вид параболы. Детальный анализ, проведенный Паренаго (1956),

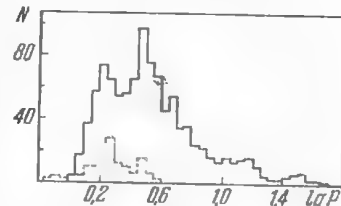


Рис. 13. Распределение по периодам цефеид ММО. Пунктир — цефеиды типа s (Пейн-Гапошкина и Гапошкин, 1966).

показал, однако, что во всех случаях графики $O - C$ составлены из отрезков прямых, и параболой их можно представить лишь на небольшом отрезке времени. Это означает, что периоды изменяются скачкообразно, и в промежутках между этими скачками сохраняются постоянные периоды. Из исследованных Паренаго 42 звезд 34 (в том числе 10 звезд сферической составляющей) показали изменения периодов, причем одинаково часто встречались как увеличения, так и уменьшения периода. Рекордно быстрыми изменениями периода обладают цефеиды с синусоидальной кривой блеска $BY\ Cas$ и $SZ\ Cas$, причем у этих звезд, как у большинства других цефеид этого типа, период возрастает. Величина $\Delta P/P$ возрастает с увеличением периода, а промежуток ΔE , в течение которого период сохраняется постоянным, уменьшается, так что величина $|\Delta E \cdot \Delta P/P| = \Delta|O - C|/P$ сохраняет приблизительно постоянное значение, равное в среднем 0,1 для звезд плоской составляющей и 0,5 для звезд сферической составляющей. Для последних, таким образом, среднее колебание величины $O - C$, выраженное в долях периода, заметно больше. Исходя из соотношения период — плотность, Паренаго (1956) заключил, что причиной изменения периодов цефеид могут быть микроскопические изменения светимости или температуры цефеид (от $0^\circ,005$ до 5°).

Крайне важен вопрос о том, могут ли быть наблюдаемые изменения периодов цефеид обусловлены эволюционными изменениями в звезде, или же они являются случайными флуктуациями.

Совершенно очевидно, во-первых, что непосредственно наблюдаемые отдельные скачки периода непосредственно с эволюцией не связаны, ибо у одной и той же звезды встречаются и положительные и отрицательные изменения. Согласно современной теории цефеида в процессе эволюции неоднократно пересекает полосу неустойчивости и при движении слева направо период растет, а при движении в противоположную сторону — убывает (Киппенхан и др., 1965; Хофмейстер, 1967). У ряда звезд (несмотря на то, что у многих из них наблюдались изменения периодов обоих знаков) за время, охваченное наблюдениями, период показал в итоге заметное увеличение (14 звезд Паренаго) или уменьшение (пять звезд). Многие склонны считать

эти изменения реальными, и Киппенхан (1965) считает, что сам по себе факт наличия у цефеид и увеличения и уменьшения периода свидетельствует в пользу того, что среди них есть звезды, пересекающие полосу неустойчивости в разных направлениях. Хофмейстер (1965, 1967) отмечает и количественное согласие теории с наблюдениями: звезды с большими периодами массивнее, быстрее эволюционируют и поэтому-то $\Delta P/P$ для них больше. Однако даже наиболее быстрое пересечение полосы неустойчивости (первое) занимает около 10^3 лет, а для большинства звезд данные об изменчивости периода охватывают не более полувека, и для более уверенных выводов нужно подождать, тем более, что эмпирические данные говорят о том, что цефеиды эволюционируют вдоль линий постоянного периода (Арп, 1960; Ефремов, 1968b). Массовые и непрерывные наблюдения цефеид самыми простыми способами (для определения моментов максимумов) дают наиболее прямой путь проверки теории поздних стадий эволюции массивных звезд, ибо изменения периодов цефеид вызываются теми же факторами, которые определяют эволюцию звезд (Киппенхан, 1965). Теория дает конкретные данные об изменениях периодов цефеид при разных пересечениях полосы неустойчивости (Хофмейстер, 1965, 1967).

Поскольку изменения периодов цефеид обусловлены изменением их светимости и температуры (Паренаго, 1956), каждое изменение периода должно быть связано с ничтожно малым перемещением звезды на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, и приходится считать, что эволюционный трек звезды (наклон которого меньше, чем наклон линий равных периодов — этим и вызвано увеличение периода при движении слева направо) состоит из микроскопических зигзагов вокруг некоторой средней линии, отвечающей эволюционному изменению периода.

§ 9. Истинные показатели цвета цефеид

Первые сравнительно надежные данные об избытках цвета цефеид появились вместе с началом массовых фотоэлектрических наблюдений этих звезд. Гаскони и Эгген (1957), а также Вальравен, Мюллер и Остерхоф (1958) использовали предположение о постоянстве истинных

цветов цефеид в максимуме блеска, вытекающее из независимости от периода спектрального класса в максимуме, и приняли, что ближайшие цефеиды не подверглись поглощению (в первой работе) или что истинные цвета цефеид одного периода в Галактике и в Магеллановых Облаках одинаковы (во второй работе). Цвет же цефеид Магеллановых Облаков считался не искаженным поглощением. Сейчас ясно, что все эти предположения справедливы лишь в первом приближении.

Более надежные данные получили Крон и Сволопулос (1959) с помощью шестичетных измерений цефеид в Ликской системе. Использовалась методика, принципиально подобная той, которая применяется для получения избытков цвета звезд в системе U, B, V , малоприменимой для определения избытков цвета цефеид, потому что линии истинных цветов и нарастающего покраснения для цефеид на диаграмме $U - B, B - V$ почти параллельны. На двухцветной диаграмме Крона (1958) линия истинных цветов является верхней огибающей совокупности точек, изображающих положение на ней поздних сверхгигантов, проведенной с учетом той возможности, что и ближайшие из них подверглись некоторому поглощению. Линии нарастающего покраснения получены по положению на этой диаграмме сверхгигантов одинакового спектрального класса и образуют достаточно большой угол с линией истинных цветов. Величина сдвига звезды вдоль линии нарастающего покраснения до пересечения с линией истинных цветов дает ее избыток цвета. Этим путем Крон и Сволопулос получили избытки цвета около 30 цефеид, а Брекинридж и Кроп (1963) добавили к ним еще четыре. Принципиально ту же методику использовал Миан (1963), но линия истинных цветов получена им непосредственно по цефеидам путем последовательной подстройки друг к другу линий, описываемых на двухцветной диаграмме цефеидами разных периодов и амплитуд; нуль пункт фиксируется принятием для δ Сер избытка, полученного Кроном и Сволопулосом (1959). Согласие данных Миана и Крона очень хорошее.

Совершенно другой метод был предложен Крафтом (1960). Он тщательно проанализировал критерии спектральной классификации и пришел к выводу, что турбулентность и другие эффекты менее всего сказываются на ин-

тенсивности полосы G , опираясь на которую можно получить шкалу спектральных классов, наиболее близкую к температурной. Измерения цвета и интенсивности полосы G в спектрах DL Cas и U Sgr, избытки цвета которых известны по соседним В-звездам (членам скоплений, в которые входят эти две цефеиды) позволили Крафту (1961) получить зависимость спектральный класс — истинный показатель цвета. С помощью этой зависимости и интенсивностей полосы G были определены истинные показатели цвета нескольких десятков цефеид (Крафт, 1961; Банер, Хилтнер и Крафт, 1962). Истинный цвет цефеид, входящих в ядра скоплений, определяется с точностью до немногих сотых долей звездной величины, если звезды ранних классов, избытки цвета которых известны по обычной трехцветной фотометрии, находятся достаточно близко к ним; при этом необходимо учитывать зависимость избытка цвета от спектрального класса (Ферри, 1963). Однако таких цефеид немного и они служат прежде всего для калибровки других методов.

Сравнение данных Крафта и Крона — Сволопулоса первоначально показало хорошее согласие (Крафт, 1960а), однако добавление новых данных привело к выводу (Миан, 1963; Ефремов, 1966), что при больших периодах это согласие нарушается. Широко используемая зависимость период — цвет Крафта (1961) имеет вид

$$\langle B - V \rangle^0 = -0,101 (\lg P)^2 + 0,5385 \lg P + 0,2644,$$

тогда как Ефремов (1966) объединением данных Крона — Сволопулоса и Миана получил зависимость

$$\langle B - V \rangle^0 = +0,206 + 0,558 \lg P.$$

Последняя зависимость при периодах, больших 10 дней, дает все более красные цвета, чем зависимость Крафта, и при периоде в 40 дней расхождение достигает $0^m,3$ (рис. 14).

Пересмотр зависимости период — спектр (Ефремов, 1966), проведенный с новыми данными об избытках цвета цефеид в скоплениях, полученными Ефремовым и Кошловым (1967), и учетом зависимости избытков от спектрального класса, привел к новой зависимости, очень мало отличающейся от полученной Крафтом (1961). Также близ-

ки к крафтовской зависимости, полученные Ферни (1963) и Николовым (1966), по крайней мере в интервале классов F5 — G2, за который не выходят значения спектральных классов цефеид в среднем блеске. Особенно важно хорошее согласие с зависимостью Крафта (1961) зависимости

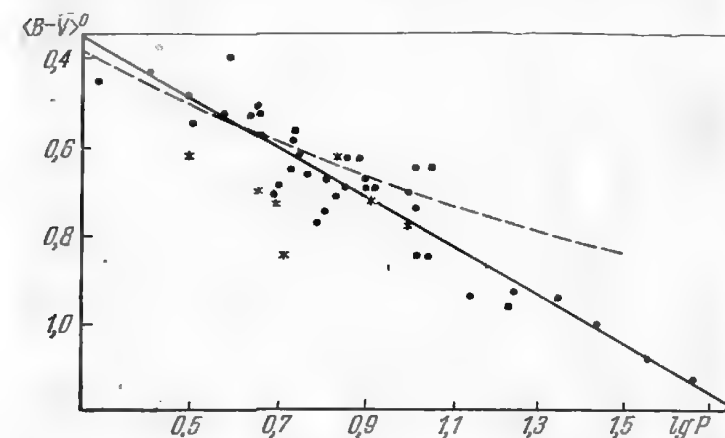


Рис. 14. Зависимость период — цвет для цефеид Галактики (Ефремов, 1966). Цефеиды — члены скоплений показаны звездочками. Пунктир — зависимость Крафта (1961).

спектр сверхгигантов — их истинный цвет, найденной Джономсоном (1966), опиравшимся на линию истинных цветов Крона (1958). Это согласие говорит о надежности как зависимости спектр — цвет Крафта, так и надежности линии истинных цветов Крона. Поэтому Ефремов (1966) пришел к выводу, что избытки цвета цефеид больших периодов, определенные Крафтом, могут быть завышены в результате того, что таким цефеидам приписывают слишком ранние спектральные классы. Причиной этого могло бы быть, например, влияние на полосу G каких-либо нетемпературных факторов, скажем, светимости, а также и того факта, что при больших периодах Крафт вводит и другие критерии спектральной классификации (помимо полосы G), на которые влияние таких факторов тем более вероятно. Однако Царевский и Гусева (1969)

заключают, что влияние светимости на интенсивность полосы G незначительно.

Зависимость период — цвет, полученная по данным шестицветной фотометрии, основана в конечном счете на положении линии истинных цветов Крона (1958), однако наиболее надежные цефеиды — члены рассеянных скоплений (DL Cas, U Sgr и S Nor) — хорошо на эту зависимость укладываются (см. рис. 14). Для этих трех звезд избытки цвета, полученные Ефремовым и Копыловым (1967), с одной стороны, и Ферни и Мальборо (1967), с другой, практически совпадают. Точность их значений составляет $0^m,02$ — $0^m,03$ и лимитируется уже неоднозначностью отбора ближайших к цефеидам ранних звезд. Четыре другие звезды все оказываются слишком красными*), но это не внушает тревоги за нуль-пункт зависимости период — цвет, поскольку поглощение света в области скоплений, к которым они принадлежат (NGC 6664 и NGC 7790), велико и неоднородно, а фотометрические данные об этих звездах менее надежны (см. § 2). Однако периоды всех этих цефеид не превышают десяти дней, так что цефеиды в скоплениях ничего не дают для суждения о цветах цефеид больших периодов.

Узкополосную фотометрию ряда цефеид больших периодов провел Вильямс (1966), используя семицветную систему Крауфорда. Одна из полос в этой системе включает полосу G, так что соответствующий показатель цвета зависит от ее эквивалентной ширины. Вероятно, поэтому избытки цвета, полученные Вильямсом для наиболее долгопериодических звезд, в среднем несколько ближе к избыткам цвета Крафта. Положение линии истинных цветов на двухцветной диаграмме Вильямса определяется цефеидами скоплений. Как правило, избытки цвета, определенные Вильямсом, не отличаются больше чем на $0^m,05$ от избытков по данным шестицветной фотометрии Крона, Своллопулоса и Миана.

Роджерс и Белл (1967) недавно предложили определять избытки цвета цефеид сравнением профиля линии H_{α} с полученными теоретически при разных эффективных температурах; этот метод еще не получил массового применения.

*) См. примечание в конце главы.

Объединение всех современных определений избытков цвета 215 цефеид, для которых есть фотоэлектрические наблюдения, предпринял Ферни (1967). Он привлек также данные Гасконя и Эггена (1957) и Вальравена и др. (1958). Все эти данные, так же как и результаты Вильямса, были приведены в систему Крафта (1961). При этом данные Крафта были предварительно исправлены за зависимость избытков цвета от спектрального класса. Зависимость период — цвет, полученная Ферни (1967a), как и зависимость Ефремова (1966), прямолинейна и ближе к последней, чем к зависимости Крафта (1961); она имеет вид

$$\langle B - V \rangle^0 = 0,24 + 0,49 \lg P.$$

Согласно данным Гусевой и Царевского (1968b, 1969), проклассифицировавших в системе Крафта спектры 146 цефеид, отличие между истинными цветами цефеид больших периодов, определенных методами шестичетной фотометрии и по спектральному классу, существенно меньше, чем говорилось выше. Избытки цвета 159 цефеид, приведенные ими в систему Крафта, дали зависимость период — цвет в виде

$$\langle B - V \rangle^0 = + 0,34 + 0,39 \lg P.$$

Скорее всего, дело просто в небольшом количестве цефеид больших периодов, пмевшихся в работе Крафта (1961). Так же как для зависимости период — светимость, эффект выборки может оказывать серьезное влияние на зависимость период — цвет и нужно быть осторожным с выводами, основанными на небольшом количестве звезд, особенно экстремальных периодов.

§ 10. Спектры цефеид

Основу современных представлений об особенностях спектров классических цефеид заложили работы Струве и Коуда (1944—1947 гг.), главные выводы которых можно сформулировать следующим образом, следуя Крафту (1960b).

В минимуме блеска спектры цефеид мало отличаются от спектров нормальных сверхгигантов; класс светимости с увеличением периода изменяется от II до Ia, и спектр становится все более поздним (от F7 до K1). Цефеиды с

периодами от 4 до 25 дней относятся к классу светимости Ib.

В максимуме блеска спектральные классы почти не изменяются с периодом и заключены между F5 и F8. Спектры в максимуме имеют ряд особенностей. Аномально сильные линии водорода, заметно усилены линии Ti II и несколько усилены линии Fe II. (Спектральные классы основаны прежде всего на виде полосы G и отношениях интенсивностей линий Fe I и Fe II, за образец берутся стандартные звезды системы Моргана — Кинепе (MK) классов F5 — F8 Ib.) Эти особенности почти отсутствуют у цефеид с периодом, меньшим пяти дней, и становятся все более заметными с увеличением периода.

Анализируя спектрограммы цефеид, полученные с высокой дисперсией, Крафт (1960b) пришел к выводу, что аномальности цефеид в максимуме блеска объясняются не развитием у них в эти моменты оболочки, а обусловлены движением масс газа в атмосфере. Физические параметры атмосфер цефеид в максимуме блеска близки к условиям в атмосферах нормальных звезд F5 — F7 Ib при всех периодах, поэтому и цвет в максимуме не зависит от периода.

Зависимость период — спектр исследовалась рядом авторов; в системе МК она была впервые представлена Паренаго (1954), который пришел к выводу, что эта зависимость терпит разрыв у периода в девять дней, аналогично ряду других зависимостей, известных у цефеид. Средние спектральные классы цефеид изменяются, согласно этой работе, от F6 при периоде в два дня до G8 при периоде в 40 дней.

Спектральные классы, определенные различными авторами для 146 звезд, недавно перевели в систему МК (точнее говоря, в систему Крафта (1960)) Гусева и Царевский (1968b); их результаты представлены на рис. 15, который хорошо иллюстрирует постоянство спектрального класса в максимуме блеска.

У нескольких цефеид северного Млечного Пути Банер, Хильтнер и Крафт (1962) обнаружили аномально слабые линии металлов; хотя линии водорода, как говорилось, вообще слишком сильны у цефеид, на этот раз речь шла о цефеидах с периодом в 5—6 дней (AB Cam, TV Cam и др.),

для которых этот эффект очень слаб. Эти авторы интерпретировали слабость металлических линий как признак реального недостатка металлов в этих звездах и поставили ее в связь с большими амплитудами изменения блеска ря-

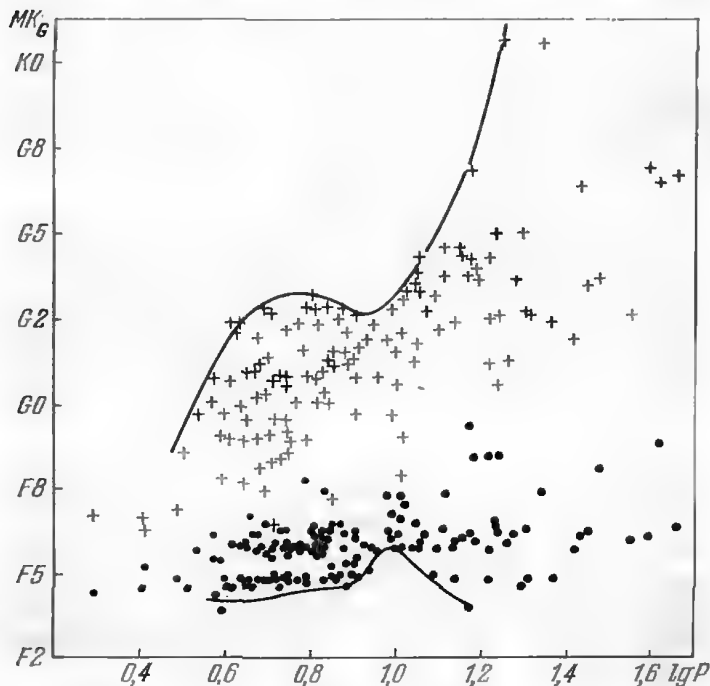


Рис. 15. Зависимость спектрального класса цефеид от периода в максимуме блеска (точки) и минимуме (крестики) (Гусева и Царевский, 1968).

да цефеид, обладающих этой аномалией. Однако исследование Абта, Осмера и Крафта (1966) показало, что данный эффект объясняется слабым развитием турбулентности в атмосферах таких звезд. Некоторое увеличение содержания тяжелых элементов в атмосферах ряда цефеид в направлении центра Галактики сравнительно с нормальным

для населения I заподозрил Вильямс (1966) на основании многоцветной узкополосной фотометрии.

У цефеид с периодами большими четырех дней вскоре после минимума блеска наблюдается эмиссия в линиях Ca II; с ростом периода она занимает все большую его долю, но не превосходит 0,4 периода. Общие характеристики этой эмиссии в линиях H и K, по данным Крафта (1960 b), приближаются к наблюдаемым у постоянных звезд, хотя причины ее могут быть разными у них и у цефеид. Интенсивность эмиссионных линий кальция, как известно, коррелирует со светимостью (эффект Вилсона — Баппу), однако этот метод дает для цефеид светимость, завышенную примерно на две величины (Крафт, 1960). Эмиссия в линиях кальция H и K, по мнению Голинько (1968), вызвана высвечиванием за фронтом ударной волны.

Крафт (1966) пришел к выводу, что расширение линий спектра цефеид вызвано не осевым вращением, а макротурбулентцией. В первом случае при данном показателе цвета величины $v_e \sin i$ распределялись бы по закону Максвелла и дисперсия была бы существенно больше, чем наблюдаемая реально у цефеид. Медленное вращение цефеид Крафт (1966) объясняет тем, что большинство из них побывало уже в стадии красного сверхгиганта, где вместе с небольшим количеством массы (недостаточным, чтобы повлиять на дальнейшую эволюцию) они потеряли (механизмом магнитного торможения, предложенным Шацманом) свой угловой момент. Эта картина подкрепляется тем, что, по данным Крафта (1966), зависимость от $B - V$ ширины линий у гигантов II класса светимости показывает большую дисперсию, вполне совместимую с предположением о том, что профили линий объясняются вращением, сверхгиганты же Ib, как и цефеиды, показывают очень малую дисперсию, следовательно, вращаются медленно. Большинство звезд класса светимости II, вероятно, не побывало еще в стадии красного сверхгиганта и не потеряло свой угловой момент, сверхгиганты же Ib и Ia на пути от главной последовательности пересекают пробел Герцшпрунга очень быстро и большинство из них мы наблюдаем на более поздних стадиях эволюции, чем стадия красных сверхгигантов. Медленное вращение цефеид, заключает Крафт (1966), можно объяснить не несовместимостью

вращения и пульсации, что предполагает Престон (1965), а эволюционной историей этих звезд.

Более подробно физические характеристики атмосфер цефеид освещены в обзорах Крафта (1960b) и Мельникова (1962); Мельников одним из первых доказал наличие турбулентности в атмосферах η Aql и δ Ser.

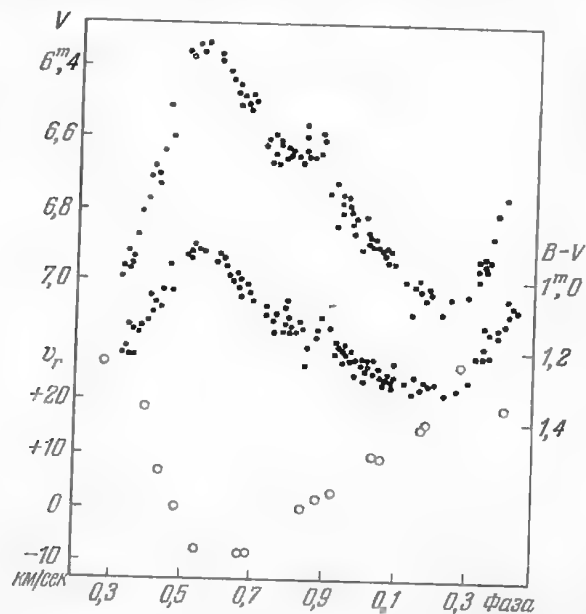


Рис. 16. Кривые блеска, показателя цвета и лучевой скорости U Sgr.

Изменяемость лучевых скоростей цефеид обнаружил А.А. Белополюский в 1894 г.; он интерпретировал это явление как следствие двойственности цефеид. Сдвиг фаз на четверть периода между кривыми блеска и кривыми лучевых скоростей долго казался серьезной трудностью теории пульсации, пока не был объяснен в работах С. А. Жевакина (см. гл. 1). Кривые лучевых скоростей цефеид являются почти зеркальным отражением кривых блеска (рис. 16), так

что максимум блеска соответствует наибольшей скорости удаления, а наименьший радиус звезда имеет на середине восходящей ветви, но не в момент максимума. Наблюдаемое фазовое соотношение между кривыми блеска и лучевых скоростей может, однако, не в точности соответствовать истинному, поскольку кривые блеска и лучевых скоростей соответствуют разным уровням атмосферы звезды, и синфазность колебаний во внешних слоях необязательна.

Почти всеми данными о лучевых скоростях цефеид мы обязаны Джою (1939), который опубликовал данные о лучевых скоростях 156 звезд, и Стиббсу (1955), который добавил к ним более подробные данные о 55 звездах южного полушария. Еще десять южных цефеид изучены в этом отношении Фистом (1967).

Амплитуда изменения лучевых скоростей хорошо коррелирует с амплитудой изменения блеска; по данным Паренаго (1954) связь между ними выражается формулой $A_{V_r} = (35,3 \pm 0,3) A_{pg}$. Связь амплитуд лучевых скоростей с периодом напоминает поэтому диаграмму период — амплитуда блеска; в среднем с увеличением периода амплитуды растут от 10 до 70 км/сек.

• Широко употребляемая шкала эффективных температур и болометрических поправок для цефеид предложена Крафтом (1961), который экстраполировал данные Оука (1961), полученные им с помощью спектрофотометрии и модели атмосферы δ Ser; эти шкалы имеют следующий вид:

$$T_{\text{eff}} = 3,886 - 0,175 (B - V);$$

$$0^m,30 < (B - V) < 1^m,15,$$

$$M_{\text{bol}} - M_V = -0,116 + 0,583 (B - V) - 0,704 (B - V)^2.$$

Копылов (1964b), рассмотрев различные определения эффективных температур цефеид, принял в качестве наиболее надежной шкалы средние данные из последних спектрофотометрических работ; в интервале F5 — K0 шкала Копылова практически совпадает с данными Оука (1961). Новая шкала эффективных температур сверхгигантов, полученная Джонсоном (1966) с помощью многоцветной

фотометрии, в том числе инфракрасной, дает очень близкие к данным Крафта и Коннылова результаты. Шкалы эффективных температур и болометрических поправок для цефеид можно считать установленными достаточно надежно.

§ 11. Пространственно-кинематические характеристики цефеид

Давно уже известно, что классические цефеиды отличаются высокой степенью концентрации к плоскости Млечного Пути. Предположение о независимости z -координат цефеид от расстояния до Солнца дало Боттлингеру и Шнеллеру (1930) один из наиболее остроумных способов определения средней величины поглощения света в пространстве. Средняя z -координата цефеид, по современным данным, составляет 65 пс (Крафт и Шмидт, 1963).

Изучение распределения цефеид по z -координате дало Кукаркину (1947, 1949b) важный аргумент в пользу необходимости выделения цефеид сферической составляющей. Он нашел, что звезды с z -координатой, превышающей 1000 пс, должны встречаться не чаще чем одна на 20000; однако таких звезд было известно более 50 — одна из девяти. Среди цефеид, таким образом, явным образом присутствуют представители двух населений, причем звезды сферической составляющей отличаются также и по морфологическим характеристикам (они напоминают цефеиды паровых скоплений) и по четверо большим пространственным скоростям. Тогда же Кукаркин пришел к выводу о большей светимости звезд плоской составляющей, подтвержденному вскоре исследованиями Бааде (Бааде, 1963). Это деление цефеид на две группы явилось одним из основных концепций звездных подсистем и составляющих Галактики (Кукаркин, 1947, 1949b).

Детальному исследованию распределения цефеид в плоскости Галактики долгое время препятствовало ненадежное знание светимостей и истинных цветов, равно как и неточность фотометрических данных. Лишь после появления фотоэлектрических наблюдений цефеид, уточнения их избытков цвета и калибровки зависимости период — светимость по цефеидам рассеянных скоплений Крафт и

Шмидт (1963) получили возможность с достаточной точностью вычислить расстояния до 200 цефеид и сравнить их расположение в плоскости Галактики с положением других объектов. Полученное ими распределение цефеид в галактической плоскости представлено на рис. 17 и на

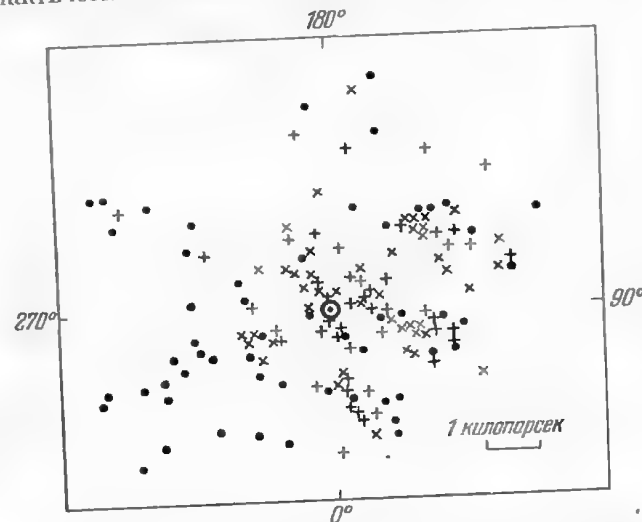


Рис. 17. Распределение в плоскости Галактики ОБ-ассоциаций (+), молодых скоплений (×) и цефеид, светимость которых превышает $-4^m,3$ (точки); ⊙ — положение Солнца (Крафт и Шмидт, 1963).

нем, как и на аналогичном рисунке в работе Ферни (1968), трудно усмотреть какую-либо структуру. Однако, по мнению Крафта и Шмидта (1961), наиболее яркие цефеиды со светимостью, превышающей $-4^m,3$, явно предпочитают молодые скопления и ОБ-ассоциации. Причина этого может состоять в том, что спиральную структуру обрисовывают лишь наиболее молодые звезды, не успевшие далеко уйти от мест своего образования (Крафт и Шмидт, 1963). В самом деле, из данных Ибена (1966a, b) следует, что возраст цефеид со светимостью $-3^m,0$ составляет $7,8 \cdot 10^7$, а со светимостью

стью — $5^m,5$ уже $2,3 \cdot 10^7$ лет. (Приведены возрасты, соответствующие второму, наиболее медленному пересечению цефеидой полосы неустойчивости, которому должно соответствовать большинство цефеид; см. рис. 18.) При средней пекулярной скорости в 10 км/сек цефеида проходит 10 пс за 10^6 лет, так что приведенной выше разности в возрасте достаточно, чтобы звезды больших периодов оставались в пределах спиральных рукавов, а более слабые звезды ушли из них: поперечный диаметр спиральных ветвей, судя по данным Бекера (1963), близок к $300\text{—}500 \text{ пс}$. В туманности Андромеды, по данным Бааде (1963), цефеиды предпочитают спиральные ветви.

Даже для цефеид с большими периодами концентрация к спиральным рукавам довольно слаба, и, согласно Рохлесу (1967), не выдерживает проверки методами математической статистики. Теперь, когда звездные кольца Иссерштедта и Шмидт-Калера (1968) с необыкновенной отчетливостью обрисовывают спиральную структуру всей Галактики, вопрос о связи со спиральными рукавами разного рода объектов, несомненно, нуждается в новом рассмотрении*).

Крафт (1965) находит, что большинство цефеид в окрестностях Солнца в среднем лежат ближе к центру Галактики, чем ОВ-ассоциации и молодые скопления, и считает, что это могло бы быть вызвано тем, что область формирования ярких звезд сдвинулась от центра Галактики примерно на 400 пс за время, соответствующее разности возрастов типичной цефеиды и звезды класса О, т. е. примерно за 10^8 лет.

Уже давно известно увеличение периодов цефеид в направлении к центру Галактики (Шилт, 1926; Кукаркин, 1949b; ван ден Берг, 1958). Согласно Ферни (1968) при расстояниях от центра Галактики меньших 8 кпс (в среднем $7,2 \text{ кпс}$), средний период цефеид равен $14^d,8$, а при расстояниях больших 12 кпс (в среднем $13,1 \text{ кпс}$) он равен $7^d,0$. Уменьшение периода цефеид с удалением от центра звездной системы известно также в Магеллановых Облаках (Шепли, Мак Кибен, 1942) и М 31 (Гапошкин, 1962) — повсеместно период цефеид уменьшается с уменьшением звезд-

* Реальность звездных колец, однако, еще нельзя считать доказанной.

ной плотности. Шепли, а также ван ден Берг и Ферни связывают это обстоятельство с изменением химического состава населения разных частей галактик, однако оно может быть связано просто с разной для разных областей скоростью образования массивных звезд. Согласно Шмидту (1962) темп звездообразования пропорционален третьей степени плотности межзвездного вещества для звезд с массой большей семи солнечных, и пропорционален нулевой степени для звезд с массой меньшей двух солнечных. Поскольку период цефеиды растет с увеличением массы (см. § 12), звезд с большими периодами должно было образоваться больше в областях с повышенной звездной плотностью.

Ферни (1968) считает возможным, что рост среднего периода цефеид к центру Галактики отражает градиент возраста звезд и движение процесса звездообразования от краев к центру звездной системы; подобного градиента возрастов нет, однако, у рассеянных скоплений, а Крафт (1965) получил, как уже говорилось, противоположный вывод. Детальное сравнительное изучение распределения в пространстве цефеид разных периодов и ранних звезд важно для реконструкции истории звездообразования в Галактике.

Не исключено, впрочем, хотя и маловероятно, что рост периодов к центру Галактики отчасти вызван наблюдательной селекцией, связанной с меньшей яркостью и амплитудой цефеид малых периодов.

Детальное исследование кинематики цефеид провел Паренаго (1947, 1950); его результаты указывали на близкое сходство пространственных движений цефеид и В-звезд, объясняющееся пыле, как и сходство пространственного распределения, генетическим родством этих типов звезд. Выводы Паренаго полностью подтверждаются современными исследованиями. Среднее отклонение цефеид от скорости галактического вращения составляет, по данным Фиста и Шатлеворза (1965) $13,2 \pm 0,8 \text{ км/сек}$, если взять все 152 звезды Крафта и Шмидта; однако Фист и Шатлеворз (1965) отмечают, что если выкинуть три звезды с отклонением, превышающим 35 км/сек , средняя дисперсия составит только $11,5 \pm 0,7 \text{ км/сек}$. Они указывают также, что эти величины в точности соответствуют значе-

нием для звезд класса В вместе с аномально быстрыми объектами и без них, так что среди цефеид, потомков звезд класса В, может быть такой же процент аномально быстрых объектов. Три звезды с большими скоростями (VW Pup, V Vel и BB Per) имеют все морфологические признаки цефеид плоской составляющей и, несомненно, относятся к потомкам аномально быстрых звезд главной последовательности.

§ 12. Природа цефеид

Большинство характеристик цефеид и известных у них зависимостей могут быть объяснены современной теорией пульсации и теорией звездной эволюции; более того, теория эволюции показывает, что на поздних стадиях развития массивных звезд в их наружных слоях с необходимостью возникают условия, требуемые теорией пульсации для появления феномена классических цефеид (см. гл. 1). Все это позволило Киппенхану (1965) заявить, что мы знаем теперь природу и эволюционную историю классических цефеид, и это высказывание не представляется слишком оптимистическим.

Так, соотношение период — плотность (вытекающее из весьма общих соображений) и зависимость масса — светимость, полученная в предположении о происхождении цефеид из массивных звезд главной последовательности, приводят к зависимости период — светимость, находящейся в хорошем согласии с наблюдениями (§ 5). Не слишком отличаются от наблюдаемых и параметры этой важнейшей зависимости, полученные теорией пульсации (см. гл. 1). Предсказываемое этой теорией положение цефеид на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (Кинг и др., 1966) хорошо совпадает с наблюдаемым положением по данным Ефремова и Копылова (1967), а небольшое расхождение, получающееся при использовании наблюдательных данных Крафта (1961), можно отнести за счет их неточности.

На основе существующих представлений об эволюционной истории цефеид можно сделать попытку объяснения особенностей диаграммы амплитуда — период (Ефремов, 1968а). При коротких периодах эта диаграмма населена только цефеидами с малыми амплитудами (типа s), — боль-

шими амплитудами здесь обладают лишь цефеиды сферической составляющей; при периоде в $2^d,5$, у которого появляются обычные цефеиды, цефеиды s составляют около половины общего числа цефеид и с дальнейшим ростом периода их доля резко уменьшается. Данные о диаграмме Герцшпрунга — Рассела молодого скопления NGC 1866 (Ари, 1967) подтверждают вывод теории о том, что периодом,

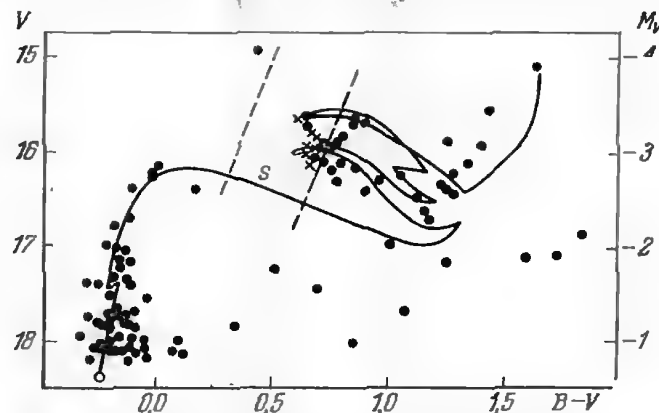


Рис. 18. Диаграмма цвет — величина для NGC 1866 в БМО (Ари и Теккерей, 1967), на которую нанесен эволюционный трек для 5 масс Солнца (Киппенхан и др., 1965). Цефеиды указаны крестиками. Гипотетическое место цефеид типа s отмечено буквой s.

близким к $2^d,5$, обладают звезды с такой массой, при которой петли эволюционных треков лишь левым концом попадают в пределы полосы неустойчивости (рис. 18). Цефеиды меньшей массы и периода соответствуют первому пересечению полосы неустойчивости и все они (в Галактике) оказываются представителями типа s. Можно предположить поэтому, что пульсация с большой амплитудой возникает лишь после того, как звезда побывала в стадии красного сверхгиганта (на которой она обладала глубокой конвективной зоной) и причиной этого могло бы быть увеличение на этой стадии содержания гелия в ее наружных областях (см. гл. 1). Возможно также, что только после ста-

дни красного сверхгиганта цефеиды пульсирует с основным периодом, а цефеиды типа s пульсируют в первом обороте, чем и объясняется их повышенная светимость и голубой цвет. Большие амплитуды цефеид NGC 1866, падающих на самом правом краю полосы неустойчивости, трудно согласовать с выводом Сендиджа (1958), Арпа (1960) и Крафта (1961) о убывании амплитуды к краям полосы неустойчивости; не исключено, что на амплитуду цефеиды влияет состав ее паружных областей и определяющая ее фаза эволюции.

Естественное объяснение дает теория эволюции особенностей распределения цефеид по периоду; в частности, резкое убывание численности цефеид с уменьшением периода вызвано выходом (с уменьшением массы звезды) за пределы полосы неустойчивости левых концов петель эволюционных треков, время жизни в которых относительно велико (Хофмейстер, 1967; Ефремов и Копылов, 1967). По мнению Бааде, различия в распределении по периоду цефеид Магеллановых Облаков и Галактики вызвано просто отличиями в начальной функции светимости молодых звезд этих систем (Бааде, 1963). Согласно Арпу (1967) большее число цефеид малых периодов в ММО вызвано меньшим содержанием в звездах этой системы тяжелых элементов сравнительно с БМО и Галактикой. Это отличие приводит к большему проникновению влево, в пределы полосы неустойчивости, петель эволюционных треков звезд ММО. Поэтому там больше цефеид малых периодов, чем в Галактике, амплитуды их больше, и цвет голубее; БМО же занимает в этом отношении промежуточное положение. В той же последовательности, от ММО через БМО к Галактике, увеличивается средняя плотность системы, определяющая темп звездообразования, а чем выше этот темп, тем быстрее идет обогащение диффузной среды, из которой формируются новые поколения звезд, тяжелыми элементами.

Предположение Арпа, связывающего наблюдаемые характеристики цефеид с важнейшими проблемами эволюции галактик, выглядит очень заманчиво, хотя зависимость эволюционных треков моделей с горением гелия от химического состава еще не изучена с необходимой детальностью. Различия химического состава звезд разных га-

лактик в принципе, конечно, вполне возможны, однако они заведомо малы, так как существующие спектральные наблюдения не дают на это никаких указаний. Возможность таких отличий является главным аргументом сторонников предположения, что светимость цефеид одного и того же периода в разных галактиках может заметно отличаться. Против этого пессимистического взгляда говорит как возможность представления единой зависимостью период — светимость существующих данных о цефеидах разных галактик (Ефремов, 1967; Сендидж и Тамман, 1968) так и достаточно хорошее согласие расстояний ближайших галактик, определяемых по цефеидам, с расстояниями, определяемыми другими способами (Сендидж, 1962; Тамман, Сендидж, 1968).

Связь светимости цефеид с их морфологическими особенностями, однако, не подлежит сомнению; подтверждением этого тезиса Кукаркина (1954) служит не только известное различие светимостей цефеид плоской и сферической составляющей, но и повышенная светимость цефеид с малыми амплитудами (Пейн-Гапошкина и Гапошкин, 1966). Арп (1960) и Крафт (1961) подтвердили предположение Сендиджа (1958), что наиболее близки к средней линии зависимости период — светимость цефеиды со средним для данного периода показателем цвета. В высшей степени интересен вывод Ходжа и Райта (1963) о том, что цефеиды шаровых скоплений БМО практически не отличаются по светимости от цефеид общего поля БМО, относимых, конечно, к населению I; они связывают это с подмеченной ими тенденцией цефеид шаровых скоплений Галактики становится ярче с увеличением в скоплении содержания тяжелых элементов. Повышенную светимость цефеид населения II в МО и карликовых эллиптических галактиках ван ден Берг и Хаген (1968) также объясняют большим содержанием гелия и (или) тяжелых элементов.

Скопления Магеллановых Облаков, содержащие цефеиды, вообще могут считаться в настоящее время наиболее важными для понимания природы цефеид объектами; пример NGC 1866 уже доказал это. Цефеид в скоплениях МО известно в настоящее время 21 (табл. 6); еще несколько цефеид вокруг NGC 1836 могут входить в состав его короны, но изучены на современном уровне до сих пор лишь семь

Таблица 6

Цефеиды в молодых скоплениях Магеллановых Облаков

	Скопление	Обозначение	Период	Ампл.	$\langle m_{\text{pg}} \rangle$ или $\langle B \rangle$	$\langle B \rangle - \langle V \rangle$	
БМО	NGC 1831	—	—	—	18,0:	—	Ходж, 1961
»	» 1856	HV 11935	1,0?	1,2	17,5:	—	»
»	» 1856	11938	1,0?	1,2	17,5:	—	»
»	» 1866	1219.	3,5	0,9	16,3	—	Шепли, Мак Кибен-Нейл, 1955
»	» 1866	12191	3,2	1,0	16,1	—	То же
»	» 1866	12196	3,1	0,9	16,2	—	» »
»	» 1866	12197	3,1	0,91	16,70	0,70	Ари, Теккерей, 1967
»	» 1866	12193	3,5	0,8	16,2	—	Шепли, Мак Кибен-Нейл, 1955
»	» 1866	12199	2,6	1,01	16,81	0,66	Ари, Теккерей, 1967
»	» 1866	12200	2,7	0,7	16,4	—	Шепли, Мак Кибен-Нейл, 1955
»	» 1866	12201	3,4	1,4	15,9	—	То же
»	» 1866	12202	3,1	0,57	16,55	0,68	Ари, Теккерей, 1967
»	» 1866	12203	2,9	0,87	16,71	0,65	То же
»	» 1866	12204	3,4	1,00	16,23	0,61	» »
»	» 1866	12205	3,2	1,03	16,47	0,67	» »
»	» 1866	12206	2,5	0,94	16,55	0,67	» »
»	» 2010	2593	1,9	0,4	15,8	—	Ходж, 1961
»	» 2010	2599	2,8	1,1	16,0	—	»
»	Аноним	—	4,8	0,5	16,22	0,79	Вулли, Эйс, 1963
ММО	NGC 330	№ 19	—	1,0	14,9?	1,0?	Ари, 1959
»	» 453	№ 29	—	0,5	16,3?	0,5?	»

звезд NGC 1866 (Ари и Теккерей, 1967) и цефеиды в безымянном скоплении БМО (Вулли, Эйс, 1963). Для ряда звезд неизвестны даже периоды. Встречаемость классических цефеид в молодых скоплениях и положение их на диаграммах этих скоплений полностью объясняются гипотезой о том, что они являются повторяющейся стадией развития поздних сверхгигантов и происходят из звезд В главной последовательности. Эта гипотеза объясняет, в частности, и то, что цефеиды с большими периодами встречаются в более молодых скоплениях [Ходж, 1961;

Ефремов, 1964, 1968b; Ефремов и Копылов (1967); Киппенхан и Смит (1969)]. Диаграмма цвет—величина NGC 1866 (см. рис. 18; Ари, Теккерей, 1967) доказывает, что цефеиды населяют тот участок ветви сверхгигантов скопления, который попадает в пределы полосы нестабильности, подобно тому как соответствующий участок горизонтальной ветви диаграмм шаровых скоплений населен звездами типа RR Lyr. Это самое богатое из известных скоплений содержит рекордное число поздних сверхгигантов и, соответственно, рекордное количество цефеид. В сравнительно бедном скоплении может быть несколько цефеид (NGC 7790), если возраст его таков, что масса сверхгигантов скопления близка к наиболее часто встречающейся у цефеид — около пяти солнечных. Максимум численности цефеид Галактики при таких массах (период около пяти дней) и их большие амплитуды (см. § 8) объясняются в свою очередь тем, что длительная вторая стадия горения гелия в ядре (левые концы петель эволюционных треков) у звезд с подобными массами приходится на середину полосы нестабильности. Само же существование полосы нестабильности объясняется тем, что глубина залегания зоны критической ионизации гелия, оптимальная для возникновения и поддержания пульсации, соответствует поверхностной температуре, заключенной в узких пределах (см. гл. 1). Отсутствие цефеид даже в самых богатых старых рассеянных скоплениях, вроде NGC 7789 или NGC 6791, является сильным аргументом в пользу их происхождения из массивных звезд главной последовательности, которые в таких скоплениях давно уже проэволюционировали.

Для проверки этой гипотезы было бы очень важно знать массы цефеид, которые в случае справедливости современной теории должны быть заключены в пределах от 3 до 11—15 масс Солнца (Копылов, 1964b), возрастая с периодом. Однако прямых определений масс цефеид не существует, поскольку неизвестны углы наклона орбит нескольких двойных систем, содержащих цефеиды. Не исключено, что многолетние наблюдения приведут к определению масс AW Per (Ивенс, 1968), в спектре которой есть линии второго компонента. В предположении, что кривая блеска BM Cas объясняется наложением друг на друга кривых

блеска цефеиды и затменной переменной, Тиссен (1956) нашел для цефеиды, период которой 27 дней, массу в 14 солнечных масс. Как и должно быть в случае происхождения цефеид из звезд главной последовательности, эта масса существенно меньше требуемой соотношением масса — светимость, однако результат Тиссена нуждается в подтверждении. Теория пульсации также указывает на то, что массы цефеид гораздо меньше значений, вытекающих из соотношения масса — светимость для звезд главной последовательности (см. гл. 1, § 4). Во всяком случае исследования цефеид — членов двойных систем, равно как и спектральные определения ускорения силы тяжести, позволяют сказать, что массы цефеид велики, порядка шести солнечных. Независимость их от периода, предположенная Мельниковым (1948), противоречит, однако, существующим представлениям о происхождении цефеид.

Интригующий случай RU Cam (период 22 дня), с 1964 г. почти прекратившей пульсацию, может быть, означает, что у нас на глазах звезда выходит из пределов полосы неустойчивости; в среднем каждые сто лет можно ожидать выхода из пределов полосы неустойчивости одной из известных нам цефеид Галактики. Высокая широта и присутствие в спектре углерода не позволяют, впрочем, считать RU Cam классической цефеидой; возможно, что она родственна звездам типа RV Tau. Не исключено, что с критической стадией эволюции цефеид связана и V 725 Sgr, которая в 1928—1935 гг. показывала цефеидоподобные колебания с быстро растущим периодом (от 14 до 21 дня) и уменьшающейся амплитудой (от $1^m,8$ до $1^m,1$). До этого она была неправильной переменной, а теперь ее блеск изменяется с периодом в 15 дней и амплитудой $0^m,2$ (1968 г.) Для цефеид больших периодов уже в предвидимом будущем можно будет заметить эволюционное изменение показателя цвета *).

В настоящее время выводы теории о природе и эволюционной истории цефеид находят полное подтверждение в данных наблюдений, а существующая неопределенность

*) Затронутые в этом параграфе вопросы эволюции цефеид будут подробнее рассмотрены в книге этой серии, посвященной проблемам эволюции нестационарных объектов.

их характеристик не превышает неопределенности наиболее фундаментальных результатов звездной астрономии. Цефеиды постепенно становятся наиболее хорошо изученными звездами, по крайней мере среди важных звезд...*)

ЛИТЕРАТУРА

- А б т, О с м е р, К р а ф т, 1966 — Abt H. A., Osmer P. S., Kraft R. P., ApJ, 145, 479.
 А р п, 1955 — Arp H. C., AJ 60, 1.
 А р п, 1959 — Arp H. C., AJ 64, 175, 254.
 А р п, 1960 — Arp H. C., AJ 65, 404.
 А р п, 1965 — Arp H. C., in «Galactic Structures», p. 401.
 А р п, 1967 — Arp H. C., ApJ 149, 91.
 А р п, Т е к к е р е й, 1967 — Arp H. C., Thackeray A. D., ApJ 149, 73.
 Б а а д е, 1956 — Baade W., PASP 68, 5.
 Б а а д е, 1963 — Baade W., «Evolution of Stars and Galaxies»; русск. перев. 1966, «Мир».
 Б а а д е, С ю о п, 1963 — Baade W., Swope H., AJ 68, 435.
 Б а а д е, С ю о п, 1965 — Baade W., Swope H., AJ 70, 212.

*) Важные работы Сендиджа и Таммана (1969) и Гасконя (1969) появились после сдачи в набор этой книги. Сендидж и Тамман (1969) с помощью 200-дюймового телескопа получили фотометрические данные о каждом компоненте двойной цефеиды SE Cas, которые более точны, чем данные Ефремова и Холопова (1965), использовавшим 28-дюймовый инструмент. Добавив к 9 звездам в своей предыдущей работе (Сендидж и Тамман, 1968) оба компонента SE Cas, SU Cas, связанную с пылевыми туманностями с известным расстоянием, к RS Pup, входящую в ассоциацию III Pup, Сендидж и Тамман (1969) получили зависимость цвет — период — светимость в виде $\langle M_V \rangle = -3,425 \lg P + 2,52 \langle B \rangle_0 - \langle V \rangle - 2,459$, которой 13 цефеид в скоплениях Галактики удовлетворяют с точностью до нескольких сотых звездной величины. Гасконь (1969), проводивший фотоэлектрическую фотометрию цефеид Магеллановых Облаков, получил для этой зависимости выражение $\langle M_V \rangle = -3,609 \lg P + 2,52 \langle B \rangle - \langle V \rangle - 2,33$, опираясь на те же 13 цефеид Галактики. Зависимость — период — светимость для них имеет вид $\langle M_V \rangle = -1,48 - 2,87 \lg P$, причем наклон ее сильно зависит от принятых данных для RS Pup. Гасконь (1969) подтвердил также наличие ошибки шкалы в фотометрии Арига (1960), которая может достигать $0^m,3$ при $V=16$ и отсутствует в В. Таким образом, подтверждается существование единой зависимости Π — S с наклоном около 2,9 в желтых лучах. В то же время результаты Гасконя (1969) указывают на то, что цефеиды МО несколько голубее цефеид Галактики. Напомним, что пульсуют зависимости Π — S зависят от положения начальной главной последовательности, которое не может считаться надежно установленным.

- Байдельман, 1943 — Bidelman W. P., *ApJ* 98, 61.
 Банер, Хильтнер, Крафт, 1962 — Bahner K., Hiltner W. A., Kraft R. P. *ApJ Suppl.* 6, No 59.
 Бекер, 1963 — Becker W. *Zs. f. An* 57, 117.
 Берг, ван ден, 1957 — Berg, van den S., *ApJ* 126, 323.
 Берг, ван ден, 1958 — Berg, van den S., *AJ* 63, 492.
 Берг, ван ден, и Хаген, 1968 — Berg, van den S., Hagen G. L., *AJ* 73, 569.
 Блау, Морган, 1954 — Blaau A., Morgan H. R., *BAN* 12, 95.
 Боттлингер, Шнеллер, 1930 — Bottlinger K. F., Schneller H., *Zs.f. Ap* 1, 339.
 Брежер, 1967 — Breger M., *M.N. R.A.S.* 136, 61.
 Брекинридж, Крон, 1963 — Breckinridge J. B., Kron G. E., *PASP* 75, 285.
 Вальравен, Мюллер, Остерхоф, 1958 — Walraven T., Muller A. B., Oosterhoff P. T., *BAN* 14, 81.
 Вальравен, Тинберген, Вальравен, 1964 — Walraven J. H., Tinbergen J., Walraven T., *BAN* 17, 520.
 Весселинк, 1964 — Wesselink A. J., *BAN* 10, 91.
 Вилсон, 1939 — Wilson R. E., *ApJ* 89, 218.
 Вилсон, 1967 — Wilson O. C., *PASP* 79, 46.
 Вильямс, 1966 — Williams J. A., *AJ* 71, 615.
 Вулл, Эпс, 1963 — Woolley R., Epps E., *ROB* No 65.
 Вулл и др., 1962 — Woolley R., Sandage A. R., Eggen O. J., et al., *ROB* No 58.
 Гапошкин, 1962 — Gaposchkin S. I., *AJ* 67, No 6.
 Гасконь, 1969 — Gascoigne S. C. B., M. N. R. A. S. 146, 1.
 Гасконь, Эгген, 1957 — Gascoigne S.C.B., Eggen O. J., *M.N. R.A.S.* 117, 430.
 Гасконь, Крон, 1965 — Gascoigne S.C.B., Kron G.E., *M.N. R.A.S.* 130, 23.
 Генкин И. Л., 1964, ПЗ 15, 120.
 Герцшпрунг, 1913 — Hertzsprung E., *AN* 196, 201.
 Герцшпрунг, 1926 — Hertzsprung E., *BAN* 3, 115.
 Голицыко В. Ф., 1968, АФ 4, 15.
 Гусева (Якимова) Н. Н., Царевский Г. С., 1968а, *Астрон. цирку.* № 461.
 Гусева Н. Н., Царевский Г. С., 1968b, ПЗ 16, № 3.
 Граттон, Сендидж, 1963 — Gratton L., Sandage A., in «Star evolution», стр. 11.
 Джой, 1939 — Joy A. H., *ApJ* 86, 363.
 Джонсон, Ириарте, 1958 — Johnson H. L., Iriarte B., *Lowell Bul.* 4, No 3.
 Джонсон, 1960 — Johnson H. L., *Lowell Bul.* 5, No 2.
 Джонсон, 1966 — Johnson H. L., *Annual Rev. Astr. u. Ap.* 4, 193.
 Дойг, 1925 — Doig P., *JBAА* 35, 202.
 Дойг, 1926 — Doig P., *JBAА* 36, 113.
 Ефремов Ю. Н., 1963, *Астрон. цирку.* № 254.
 Ефремов Ю. Н., 1964, ПЗ 15, № 3.
 Ефремов Ю. Н., 1966, ПЗ 16, № 1.
 Ефремов Ю. Н., 1967а — Кандидатская диссертация, Москва, ГАИШ.
 Ефремов Ю. Н., 1967b, *Астрон. цирку.* № 443.
 Ефремов Ю. Н., 1968а, ПЗ 16, № 4.
 Ефремов Ю. Н., 1968 b, в сб. «Проблемы звездной эволюции и переменные звезды», «Наука». (Труды симпозиума 1964 г.)
 Ефремов Ю. Н., Холопов П. Н., 1965, *Астрон. цирку.* № 326.
 Ефремов Ю. Н., Копылов И. М., 1967, *Изв. КРАО* 36, 241.
 Жевакин С. А., *Annual Rev. Astr. Ap.* 1, 367.
 Ибен, 1966а — Iben I., *ApJ* 143, 483.
 Ибен, 1966 b — Iben I., *ApJ* 143, 505.
 Ивэнс, 1968 — Iwens I. L., *M. N. R.A.S.* 141, 109.
 Ирвин, 1955 — Irwin J. B., *M. N. A.S.S.A* 14, 38.
 Ирвин, 1958 — Irwin J. B., *Trans IAU* 10, 680.
 Иссерштедт, Шмидт-Калер, 1968 — Isserstedt J., Schmidt-Kaler Th., *Bochum Verof.* No 1.
 Кайзер, 1967 — Kayser S. E., *AJ* 72, 134.
 Кинг и др., 1966 — King D. S., et al., *ApJ* 144, 1069.
 Киппенхан, 1965 — Kippenhahn R., *K. V. Bamberg* 4, No 40, 7.
 Киппенхан, Смит, 1969 — Kippenhahn R., Smith L., — *Astr. a. Astroph.* 1, 142.
 Киппенхан, Томас, Вайгер, 1965 — Kippenhahn R., Thomas H. — C., Weigert A., *Zs. f. Ap.* 61, 241.
 Клуб, 1966 — Clube V. M., *Obs.* 86, 182.
 Коваленко В. М., 1968, *Астрон. цирку.* № 473.
 Копылов И. М., 1960, *Вопросы космогонии* 7, 258.
 Копылов И. М., 1964а, *Изв. КРАО* 32, 88.
 Копылов И. М., 1964 b, *Изв. КРАО* 33, 286.
 Крафт, 1957 — Kraft R. P. *ApJ* 126, 225.
 Крафт, 1960а — Kraft R. P., *ApJ* 132, 404.
 Крафт, 1960b — Kraft R. P., in «Stellar atmospheres»; русск. перев., 1963, ИЛ.
 Крафт, 1961 — Kraft R. P., *ApJ* 134, 616.
 Крафт, 1963 — Kraft R. P., in «Basic Astr. Data», chap. 21.
 Крафт, 1965 — Kraft R. P., in «Galactic Structures», p. 157.
 Крафт, 1966 — Kraft R. P., *ApJ* 144, 1008.
 Крафт, Шмидт, 1963 — Kraft R. P., Schmidt M., *ApJ* 137, 247.
 Кристи, 1966 — Christy R., *Annual Rev. Astr. a. Ap.* 4, 353.
 Крон, 1958 — Kron G. E., *PASP* 70, 561.
 Крон, Своллопулос, 1959 — Kron G. E., Svolopoulos S. N., *PASP* 71, 126.
 Кукаркин Б. В., 1947, *АЖ* 24, № 5.
 Кукаркин Б. В., 1949а, ПЗ 7, № 2.
 Кукаркин Б. В., 1949b, *Исследование строения и развития звездных систем*, Гостехиздат.
 Кукаркин Б. В., 1954, — *IAU Symp.* № 5, 49.
 Кукаркин Б. В., Флорья Н. Ф., 1932 — *Zs. f. Ap.* 4, 247.
 Кукаркин Б. В., Пареняго П. П., 1937, *Физические переменные звезды*, М. — Л.

- Курочкин Н. Е., 1966, ИЗ 16, № 1.
 Латышев И. Н., 1968, АФ 4, 451.
 Ленхэм, Франц, 1961 — Lenham A. P., Franz O. G., AJ 66, 16.
 Ливитт, 1908 — Leavitt H. C., Harvard An. 60, No 4.
 Линга, 1965 — Lynga G., Lunds Med., ser. II, No 142.
 Лундмарк, 1931 — Lundmark K., Lunds Med., ser. II, No 60.
 Мак-Витти, 1959 — Mc Vittie G., in Hb Ph 53; русск. перев. в кн. «Строение звездных систем», стр. 543, 1962.
 Макаренко Е. Н., 1966, в сб. «Физика звезд», стр. 119, Киев.
 Макаренко Е. Н., 1968, Астрон. цирк. № 471.
 Мейер-Хофмейстер, 1969 — E. Meyer-Hofmeister, Astr. u. Astroph. 2, 143.
 Мельников О. А., Изв. ГАО 17, 2, 1948.
 Мельников О. А. Труды ГАО 64, 1950.
 Мельников О. А., 1962, в кн. «Курс астрофизики и звездной астрономии», т. III, Физматгиз.
 Миан, 1963 — Mianes P., AAp 26, 1.
 Милер, 1944 — Mineur H., AAp 7, 160.
 Митчелл и др., 1964 — Mitchell R. J. et al. TTB 3, No 24.
 Николов Н. С., 1966, АЖ 43, 783.
 Николов Н. С., 1968, «Каталог кривых блеска цефеид...», София.
 Оук, 1961 — Oke J. B., ApJ 134, 214.
 Паренаго П. П., 1950, АЖ 27, 150.
 Паренаго П. П., 1954, ИЗ 10, 193.
 Паренаго П. П., 1956, ИЗ 11, 236.
 Пейл-Гапошкина, 1959 — Payne-Gaposchkin C., HR 536.
 Пейл-Гапошкина, Гапошкин, 1966 — Payne-Gaposchkin C., Gaposchkin S., Smithsonian Contr. v. 9.
 Пиккеринг, 1912 — Pickering E. C., HC, No 173.
 Престон, 1965 — Preston G. W., KV Bamberg 4, No 40, 155.
 Псковский Ю. П., 1958 — IAU Trans. 10, 695.
 Робинзон, 1930 — Robinson L. V., HB 872.
 Роджерс, Белл, 1967 — Rodgers A. W. Bell R. A., M. N. R.A.S. 136, 91.
 Рослунд, 1961 — Roslund C., Ark. f. Astr. 3, No 10.
 Рохлес, 1967 — Rohles K., Zs. f. Ap. 66, 225.
 Сандидж, 1958 — Sandage A. R., ApJ 127, 513.
 Сандидж, 1962 — Sandage A. R., IAU Symp., No 15, 359; Русск. перев. в сб. «Наблюдательные проблемы космологии», «Мир», 1965.
 Сандидж, Тамман, 1968 — Sandage A. R., Tamman G. A., ApJ 151, 531.
 Сандидж, Тамман, 1969 — Sandage A. R., Tamman G. A., ApJ 157, 683.
 Смак, 1966 — Smak J., AA 16, 11.
 Стиббс, 1955 — Stibbs D. W., M.N. R.A.S. 115, 363.
 Тамман, Сандидж, 1968 — Tamman G. A., Sandage A., ApJ 151, 825.
 Тиссен, 1956 — Thiessen G., Zs. f. Ap. 39, 65.
 Уилди, 1964 — Wildey R. L., Ap J Suppl., 8, No 84.
 Ферни, 1963 — Fernie J. D., AJ 68, 780.
 Ферни, 1967a — Fernie J. D., AJ 72, 422.
 Ферни, 1967b — Fernie J. D., AJ 72, 1327.
 Ферни, 1968 — Fernie J. D., AJ 73, 995.
 Ферни, Мальборо, 1965 — Fernie J. D., Marlborough J. M., PASP 77, 218.
 Ферни, Хьюббл, 1968 — Fernie J. D., Hubble J. O., AJ 73, 492.
 Фист, 1967 — Feast M. W., M. N. R. A. S. 136, 141.
 Фист, Шатлворз, 1965 — Feast M. W., Shuttleworth, M. N. R. A. S. 130, 245.
 Фрикке, 1966 — Fricke W., Vistas in Astr. 8, 205.
 Хаббл, 1925 — Hubble E., ApJ 62, 409.
 Хаббл, 1926 — Hubble E., ApJ 63, 236.
 Ходж, 1961 — Hodge P. W., ApJ 133, 413.
 Ходж, Вальерштейн, 1966 — Hodge P. W., Wallerstein G., PASP 78, 411.
 Ходж, Райт, 1963 — Hodge P. W., Wright F. W., ApJ 138, 366.
 Хофмейстер, 1965 — Hofmeister E., KV Bamberg 4, No 40, 224.
 Хофмейстер, 1967 — Hofmeister E., Zs. f. Ap. 65, 194.
 Холопов П. Н., 1956, ИЗ 11, № 5.
 Холопов П. Н., 1968, АЖ 45, № 4.
 Царевский Г. С., Кандидатская диссертация, 1968, Тарту — Рига.
 Царевский Г. С., Уроке В., Ефремов Ю. Н., Астрон. цирк. 1966, № 367.
 Царевский Г. С., Гусева (Якимова) И. И., 1969, ИЗ 17, № 2.
 Шепли, 1914 — Shapley H., ApJ 40, 459.
 Шепли, 1918 — Shapley H., Mt Wilson Contr, No 151.
 Шепли, 1930 — Shapley H., «Star Clusters», Harvard.
 Шепли, Мак Кибен, 1942 — Shapley H., McKibben V., HB 916, HR 241.
 Шепли, Мак Кибен-Нейл, 1951 — Shapley H., McKibben-Neil V., AJ 55, 249.
 Шилт, 1926 — Shilt., AJ 64, 149.
 Шмидт, 1962 — Schmidt M., Symp. Stellar Evolution, p. 67, La Plata.
 Эгген, Гасконь, Крон, 1957 — Eggen O. J., Gascoigne S. C. B., Kron G. E., M. N. R. A. S. 117, 423.
 Эгген, 1965 — Eggen O. J., Annual Rev. Astr. & Ap. 3, 235.
 Эддингтон, 1919 — Eddington A. S., M. N. R.A.S. 79, 2.
 Якимова (Гусева) И. И., 1968, Астрон. цирк. № 472.

ЦЕФЕИДЫ СФЕРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

М. С. Фролов

§ 1. Введение

Еще Герцшпрунг в 1926 г. показал, что долгопериодические цефеиды характеризуются четкой зависимостью между формой кривой блеска и длиной периода. В то время ни у кого еще не возникало подозрения, что переменные этого типа могут представлять неоднородный класс объектов, хотя и было известно о значительно уклоняющихся от этой зависимости отдельных звездах. Бейли в начале нашего века, изучая шаровые скопления, обнаружил в них, помимо многочисленных звезд типа RR Lyr, небольшое количество цефеид с периодами более одного дня и в интервале 10—20^d. Оказалось, что если кривые блеска первых мало отличаются от большинства цефеид в галактическом поле, то цефеиды второй группы весьма близки к «аномальным» галактическим цефеидам с такими же периодами.

На это обстоятельство серьезное внимание обратил Кукаркин (1949). Принимая во внимание особенности пространственного распределения (большие z координаты) «аномальных» цефеид и их отличие по другим характеристикам от большинства цефеид, Кукаркин высказал идею о различном происхождении этих звезд. Большинство цефеид было причислено к плоской, а «аномальным» и цефеиды в шаровых скоплениях — к сферической составляющей Галактики. Бааде относит эти звезды соответственно к населению I и населению II.

После того как в 1952 г. Бааде не удалось обнаружить звезды типа RR Lyr в туманности Андромеды, единая для всех цефеид зависимость период — светимость также претерпела изменения. Цефеиды сферической составляющей

оказались на 1^m,5 слабее классических цефеид населения I, и зависимость «раздвоилась». Еще до Бааде Кукаркин (1949) отмечал большую абсолютную яркость классических цефеид по сравнению с цефеидами в шаровых скоплениях.

Сначала Ари (1955), а в последнее время Ферри (1964) получили аналитическое выражение зависимости период — светимость для цефеид сферической составляющей. При

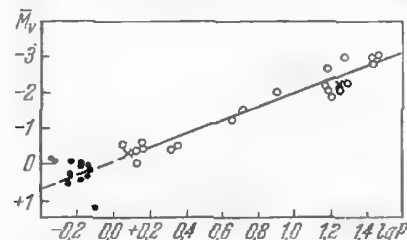


Рис. 19. Зависимость период — светимость для цефеид сферической составляющей: кружки — цефеиды в шаровых скоплениях; крестики — BL Her (1^d, 31) и W Vir (17^d, 3); точки — звезды типа RR Lyr.

этом они основывались на цефеидах в шаровых скоплениях, для которых известны модули расстояния.

Кукаркин в 1964 г. ревизовал эту зависимость на основании полученных им модулей расстояния скоплений:

$$M_V = -0,1 - 1,9 \lg P.$$

В работе Диккенса и Керя (1967) материал увеличен еще на семь звезд в скоплении ω Cen. Полученная этими авторами зависимость период — светимость для цефеид сферической составляющей, включая также M 80, № 1 по Эггену (1961), полностью подтверждает зависимость Кукаркина:

$$M_V = -0,13 - 1,90 \lg P.$$

Индивидуальные абсолютные величины цефеид в различных шаровых скоплениях приведены в пятом столбце табл. 7. На рис. 19 показана зависимость период — све-

тимости для цефеид сферической составляющей, полученная на основании модулей расстояния шаровых скоплений по каталогу Б. В. Кукаркина с добавлением восьми звезд из работы Диккенса и Керя (1967):

$$M_V = -0,05 - 1,90 \lg P.$$

Цефеиды сферической составляющей слабее классических цефеид на $0^m,7$ при экстраполяции на $P = 1^d$, но за счет меньшего, чем для классических цефеид, наклона зависимости, это различие достигает 2^m при $P = 20^d$. Крестиками на рисунке показано положение BL Her (Фролов, 1966) и W Vir (Фролов, не опубликовано), абсолютные величины которых определены по модифицированному способу Весселинга. На рис. 19 показано также положение звезд типа RR Lyr по данным Фролова (1965). Оказалось, что зависимость период — светимость для цефеид сферической составляющей достаточно хорошо представляет звезды типа RR Lyr. Не исключено, что в действительности существует единая зависимость период — светимость для звезд типа RR Lyr сферической составляющей и цефеид сферической составляющей.

§ 2. Особенности кривых блеска и цвета

На рис. 20 из работы Остерхоффа (1956) показано распределение по периоду цефеид сферической составляющей в шаровых скоплениях Галактики. Резко выделяются

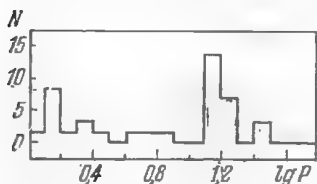


Рис. 20. Распределение по длине периода цефеид в шаровых скоплениях Галактики.

два максимума при периодах $1-2^d$ и $12-16^d$ при практически полном отсутствии звезд с промежуточными значениями периода. Аналогичная картина наблюдается и для переменных этого типа в галактическом поле (см. рис. 12 в гл. 2). В настоящее время известно более 30 цефеид в шаровых скоплениях и около

100 «сферических» цефеид в галактическом поле. Отношение числа короткопериодических и долгопериодических звезд одинаково как в скоплениях, так и в поле.

Одной из важнейших проблем в изучении цефеид сферической составляющей представляется проблема надежного фотометрического критерия выделения этих звезд среди других цефеид.

Пейн-Гапошкина (1956) приходит к выводу, что цефеиды сферической составляющей в галактическом поле концентрируются в две группы по длине перипода: $1-4^d$ и $6-30^d$, причем между периодами 4^d и 10^d оказалась только одна (из нескольких десятков) звезда с $P = 6^d$. В связи с тем, что ряд цефеид короткопериодической группы напоминает по форме кривой блеска звезды типа RR Lyr, Пейн-Гапошкина считает, что не исключено существование звезд типа RR Lyr с периодами более одного дня.

Детальное исследование характера изменения блеска цефеид сферической составляющей провел Кви (1967) на основе фотоэлектрических наблюдений. На рис. 21 показаны графики кривых блеска в лучах V пяти цефеид короткопериодической группы. Согласно Кви, эти цефеиды сферической составляющей характеризуются амплитудами блеска около одной звездной величины, крутой восходящей ветвью и небольшим горбом у основания ветви. Достаточно четкий максимум сопровождается горбом или плечом на нисходящей ветви кривой блеска. Среди цефеид короткопериодической группы есть еще небольшое количество звезд с симметричными кривыми блеска и малой амплитудой, например, AU Peg на рис. 21 с периодом $2^d,40$ или звезда № 92 в шаровом скоплении ω Cen.

Кривая показателя цвета $B - V$ цефеиды короткопериодической группы подобна кривой блеска V и по амплитуде составляет половину амплитуды V. Кривая показателя цвета $U - B$ сдвинута относительно кривой блеска V

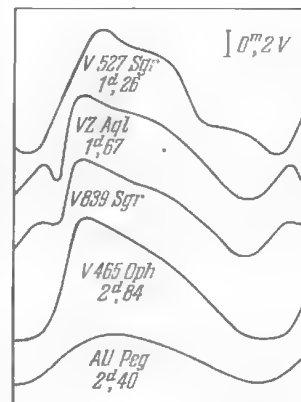


Рис. 21. Кривые блеска в лучах V звезд короткопериодической группы цефеид сферической составляющей.

в сторону более ранних фаз. Примером может служить BL Нег, у которой, согласно наблюдениям Абта и Харди (1960), максимум $U - B$ приходится на фазу горба на восходящей ветви подобно звездам типа RR Lyr с асимметричными кривыми блеска. Амплитуда изменения $U - B$ несколько меньше, чем $B - V$.

Цефеиды сферической составляющей с симметричными кривыми блеска трудно отличить от классических цефеид тех же периодов.

Звезды долгопериодической группы имеют перпод от 10^d до 30^d , а возможно, и более длинные (в ОКПЗ III до 50^d). Пейн — Гапошкина (1956) предлагает разделение по форме кривой блеска на пять групп, однако Кви справедливо считает такое деление малообоснованным, поскольку оно «держится» на тонких деталях фотографических кривых блеска. Поэтому следует отдать предпочтение классификации Кви по форме кривых блеска в лучах V . Он предлагает деление на две группы: цефеиды с горбами и звезды с плоской вершиной.

На рис. 22 и 23 показаны соответственно графики кривых блеска V цефеид первой и второй групп. Для цефеид первой группы («crested») характерен отчетливый горб на нисходящей ветви кривой блеска (у классических цефеид тех же периодов нисходящая ветвь гладкая и почти прямая до самого минимума). Максимум этих звезд уверенно фиксируется, а восходящая ветвь круче нисходящей. Звезды второй группы («flat-topped») показывают широкий округленный максимум; восходящая ветвь этих цефеид менее крута, чем нисходящая, а в начале восходящей ветви возможен небольшой горбик. Кривые показателя цвета цефеид этих двух групп ничем друг от друга не отличаются.

В противоположность цефеидам короткопериодической группы, амплитуда $U - B$ у цефеид долгопериодической группы несколько больше, чем амплитуда $B - V$. Так же как и для первых, кривая $U - B$ звезд долгопериодической группы смещена в сторону более ранних фаз относительно кривой $B - V$. Показатель цвета $U - B$ почти достигает своего минимального значения, когда звезда еще в минимуме блеска. Это — одна из главных черт цефеид населения II.

Кви (1967) подчеркивает, что его деление долгопериодической группы цефеид сферической составляющей основано на форме кривых блеска в лучах V , поскольку переход к кривым блеска в лучах B для цефеид с плоской вершиной делает их похожими на цефеиды с горбом, если для последних рассматривать кривые в лучах B .

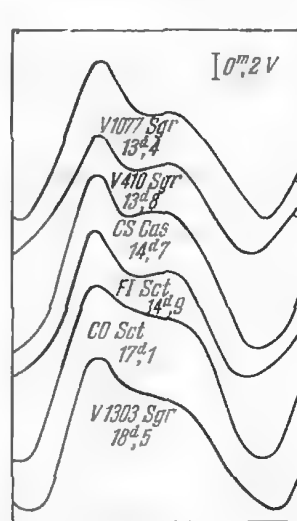


Рис. 22. Кривые блеска в лучах V звезд первой долгопериодической группы по Кви («crested cepheids»)

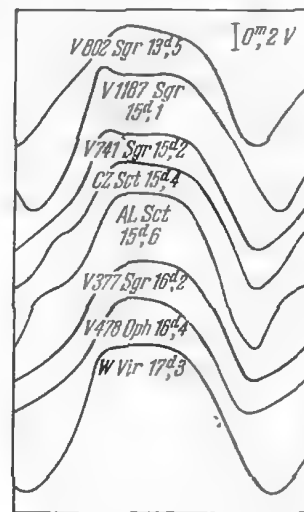


Рис. 23. Кривые блеска в лучах V звезд второй долгопериодической группы по Кви («flat-topped cepheids»).

Валлерштейн (1958) также предлагал разделение группы долгопериодических звезд на две подгруппы по спектральному классу, который, как оказалось, коррелирует с формой кривой блеска: типа TW Car и типа W Vir. Кви (1967) находит согласие со своей классификацией, считая цефеиды типа TW Car по Валлерштейну соответствующими его цефеидам с горбом и звезды типа W Vir — цефеидам с плоской вершиной. Никакого, однако, соответствия Кви не

обнаружил между своими группами и пятью группами долгопериодических звезд по классификации Пейн-Гапош-киной (1956).

Васильяновская, Ерлексова и Шаховская (1966) предложили деление цефеид сферической составляющей на две группы по форме кривых блеска и цвета. Звезды с асимметричными кривыми блеска и цвета отнесены ими к одной группе, а цефеиды с симметричными или почти симметричными кривыми — ко второй.

Если короткопериодическую границу цефеид сферической составляющей более или менее уверенно можно установить у периода в один день, то долгопериодическая граница — понятие очень не определенное, поскольку при периодах 25—30^d начинается «мост» между цефеидами и переменными типа RV Tau, по многим свойствам напоминающим цефеиды сферической составляющей. Различие формы кривой блеска в альтернативных циклах — свойство, характерное для переменных типа RV Tau, — наблюдается у ряда цефеид сферической составляющей с периодами около и более 20^d. Заметное изменение нисходящей ветви кривой блеска известно, например, у W Vir (17^d,3), MZ Cyg (21^d,2), TW Cap (28^d,6). Экстремальный случай представляет собой переменность RU Cam (22^d,1), за короткий срок совершенно прекратившей пульсацию, а в настоящий момент опять постепенно восстанавливающей переменность (исчезновение и возобновление переменности относится как к блеску и цвету, так и к лучевым скоростям звезды).

Для цефеид сферической составляющей характерно наличие скачкообразных изменений длины периода, которые иногда накладываются на прогрессивное изменение периода.

Васильяновская и Ерлексова (1968) показали, что при скачкообразных изменениях периода величина $\left| \frac{\Delta P}{P} \right|$ больше у звезд с симметричными кривыми блеска и цвета, чем у цефеид с асимметричными кривыми, и у всех переменных этого типа больше, чем у классических цефеид. Подмечена также закономерность: чем больше уклонение длины периода от средней величины, тем меньший промежуток времени «держится» этот период, и наоборот.

§ 3. Показатели цвета и спектральные классы

В отличие от классических цефеид, показатели цвета $B - V$ цефеид сферической составляющей голубее при тех же периодах, на что обратил внимание Арп (1955), изучая цефеиды в паровых скоплениях. В табл. 7 в третьем столбце приводятся значения нормального показателя цвета $B - V$ (среднее по интенсивности), полученные по фотометрическим данным Ферри (1964), Диккенса и Керей (1967) и Эггена (1961), с учетом межзвездного покраснения по каталогу паровых скоплений Б. В. Кукаркина.

Таблица 7

Характеристики звезд типа W Vir

Звезда	$\lg P$	$\langle B - V \rangle_0$	Спектр	$\langle M_V \rangle$
ω Cen, № 43	0,063	0,25		^m —0,5
BL Her	0,117		F0 — F6	
ω Cen, № 92	0,129	0,32		0,0
ω Cen, № 60	0,130	0,18		—0,4
M 15, № 1	0,158	0,19		—0,4
M 13, № 1	0,164	0,45	A2 — F0	—0,6
M 13, № 6	0,325	0,55		—0,4
UY Eri	0,344		A5 — F2	..
ω Cen, № 61	0,357	0,42		—0,5
CN Lyr	0,369		F0 — F5	
ω Cen, № 48	0,651	0,42		—1,2
M 13, № 2	0,708	0,51	A8 — F8	—1,5
M 10, № 3	0,896	0,50		—2,0
AL Vir	1,013		F0 — F8	
AP Her	1,017		F0 — F5	
ω Cen, № 29	1,168	0,74		—2,1
M 3, № 154	1,184	0,46	A6 — G0	—2,6
M 2, № 1	1,192	0,48		—1,9
M 80, № 1	1,194	0,47		—2,1
W Vir	1,238		F0 — G0	
M 2, № 5	1,244	0,50		—2,1
M 10, № 2	1,273	0,56	F0 — G0	—3,0
M 2, № 6	1,286	0,52		—2,3
MZ Cyg	1,326		F5 — G5	
M 5, № 42	1,410	0,48	A6 — F5	—2,9
M 5, № 84	1,423	0,52	A5 — F5	—2,8
TW Cap	1,456		A5 — F4	
ω Cen, № 1	1,465	0,56		—3,0

На рис. 24 показана зависимость нормальный цвет — период, которая свидетельствует о значительно меньшем, чем у классических цефеид, ходе значений показателя цвета с длиной периода. Зависимость для классических цефеид показана пунктиром; она взята из работы Якимовой и Царевского (1968).

Только две цефеиды сферической составляющей попадают выше зависимости для классических цефеид. Это цефеиды, входящие в состав шарового скопления M13, для которого принято $E_{B-V} = 0^m,05$. Это исключение из общего правила может быть следствием неточности избытка цвета для M13.

На двухцветной диаграмме цефеиды сферической составляющей, подобно звездам типа RR Lyr, описывают «петлю» с направлением обхода против часовой стрелки. Изучая

поведение цефеид сферической составляющей на двухцветной диаграмме, Кви (1967) пришел к выводу, что, в отличие от классических цефеид, петли этих переменных охватывают большую площадь и, вопреки мнению Миана (1963), не пересекаются около минимума блеска. Петли цефеид сферической составляющей, согласно Кви, даже после учета межзвездного покраснения не совпадают с линией для сверхгигантов на двухцветной диаграмме. На рис. 25 показана петля, которую описывает на двухцветной диаграмме TW Car (28^d,6) согласно Кви (1967). Сплошной линией показано положение сверхгигантов, а пунктиром — звезд главной последовательности. Прямая в правом верхнем углу рисунка показывает направление линии покраснения; стрелка — направление обхода.

Для некоторых цефеид сферической составляющей из короткопериодической группы петля на двухцветной диаграмме по форме напоминает поведение звезд типа RR Lyr с асимметричными кривыми блеска. Примером мо-

жет служить BL Her (1^d,31). Подобное явление находит Кви и у UY Eri (2^d,24).

По спектральному классу цефеиды сферической составляющей также «голубее» классических цефеид того же

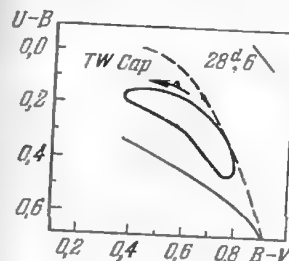


Рис. 25. Петля, описываемая TW Car (28^d,6) за цикл изменения блеска, на двухцветной диаграмме (объяснение в тексте).

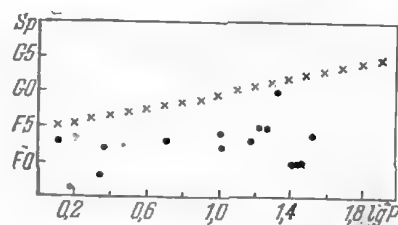


Рис. 26. Зависимость среднего спектрального класса — период для цефеид сферической составляющей (точки) и для классических цефеид (крестики).

периода. В табл. 7 (четвертый столбец) приводятся спектральные классы цефеид сферической составляющей как в шаровых скоплениях, так и в галактическом поле, определенные по линиям поглощения металлов. Для всех звезд, кроме BL Her, данные взяты из работы Валлерштейна (1958), а для BL Her — из работы Абта и Харди (1960).

Диаграмма спектр — период представлена на рис. 26 (медианный спектральный класс). Крестиками показано положение зависимости период — спектр для классических цефеид, согласно соотношению цвет — период и калибровке спектр — цвет, полученным Якимовой и Царевским (1968). Подобно классическим цефеидам, для цефеид сферической составляющей

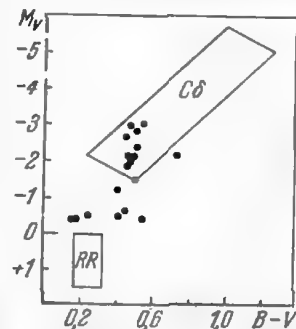


Рис. 27. Цефеиды сферической составляющей на диаграмме Герцшпрунга — Рассела; C6 — область классических цефеид, RR — звезд типа RR Lyr.

существует ход спектрального класса с длиной периода, однако с существенным сдвигом в сторону более ранних спектральных классов. Величина этого сдвига меняется (из-за различия в наклоне зависимостей) от половины спектрального класса до 0,8 класса при самых больших периодах.

На рис. 27 показано положение цефеид сферической составляющей на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Схематически изображено на диаграмме положение классических цефеид и звезд типа RR Lyr. Цефеиды сферической составляющей заполняют пробел между звездами типа RR Lyr и классическими цефеидами, несколько перекрываясь с последними в нижней части полосы неустойчивости.

§ 4. Спектральные особенности; кривые лучевых скоростей

Характерной особенностью спектра цефеид сферической составляющей (как и переменных типа RR Lyr) является возникновение эмиссионного компонента и расщепление на компоненты линий поглощения водорода. Это явление особенно заметно у звезд с периодами более 15^d , хотя согласно Абту и Харди (1960) BL Her ($1^d, 31$) также демонстрирует подобные эффекты. Возникновение эмиссии и расщепление водородных линий наблюдается как у звезд галактического поля, так и у цефеид в шаровых скоплениях.

Рассмотрим подробнее эти эффекты на примере W Vir ($17^d, 28$). При фазе $0^P, 65$, т. е. практически в минимуме блеска, в спектре появляется водородная эмиссия, смещенная в фиолетовую сторону на 7 км/сек относительно скорости центра масс звезды. Красный абсорбционный компонент при этой фазе имеет скорость $+13 \text{ км/сек}$. При фазе $0^P, 95$ (почти у максимума блеска) смещение эмиссионного компонента составляет уже -32 км/сек , а компонента поглощения $+24 \text{ км/сек}$. В этом интервале фаз ($0^P, 65$ — $0^P, 95$), в отличие от водорода, другие элементы показывают обычные линии поглощения.

В интервале $0^P, 95$ — $0^P, 10$, т. е. довольно долго и после момента максимума блеска, в спектре одновременно видны

эмиссионный компонент, прогрессивно смещающийся в фиолетовую сторону до скорости -40 км/сек , а также длинноволновый и коротковолновый абсорбционные компоненты линий водорода.

Смещение коротковолнового компонента поглощения (-30 км/сек) практически не меняется с фазой, в отличие от поведения эмиссионного компонента. Интенсивность длинноволнового компонента уменьшается с фазой и при фазе $0^P, 10$ он вовсе исчезает.

В интервале $0^P, 95$ — $0^P, 10$ двойные линии поглощения наблюдаются не только у водорода, но и у других химических элементов. При более поздних фазах спектральные линии всех элементов — одиночные.

Цефеиды сферической составляющей короткопериодической и долгопериодической групп отличаются по длительности видимости эмиссионного компонента водородных линий в спектре. Если у звезды W Vir ($17^d, 28$) эмиссия видна в течение $0^P, 45$, то в спектре BL Her ($1^d, 31$) эмиссия присутствует всего два часа или $0^P, 06$. В отношении амплитуды кривой лучевых скоростей каких-либо четких различий между звездами этих групп не обнаружено.

Для всех цефеид сферической составляющей характерна амплитуда лучевых скоростей 50 км/сек (по водородным линиям); в то время как амплитуда лучевых скоростей классических цефеид увеличивается с периодом от 10 до 70 км/сек . Таким образом, цефеиды короткопериодической группы имеют большие амплитуды лучевых скоростей, чем классические цефеиды того же периода, а цефеиды долгопериодической группы — почти те же, что и классические.

Характерным отличием цефеид сферической составляющей от классических, согласно Валлерштейну (1958), является слабость линий поглощения водорода для данного «металлического» спектрального класса. Валлерштейн интерпретирует это как результат очень низкого содержания металлов у цефеид сферической составляющей, что вообще типично для звезд населения II. С другой стороны, исходя из «ударно-волновой» модели для цефеид населения II, Валлерштейн (1959), оценил величину отношения содержания водорода к содержанию металлов: в

сорок раз больше, чем для Солнца (т. е. практически такая же величина, что и для RR Lyr).

Нельзя, однако, исключить возможность, что некоторые цефеиды сферической составляющей имеют практически нормальное содержание металлов, примером чего может служить BL Her (1^d, 31).

§ 5. Радиусы и массы

Если сравнить положение классических цефеид и цефеид сферической составляющей на диаграммах период—спектр и период — светимость, то уже заранее можно утверждать, что радиусы цефеид сферической составляющей меньше радиусов классических цефеид соответствующих периодов. Действительно, хотя цефеиды сферической составляющей и голубее классических цефеид, но тем не менее они абсолютно более слабые. В табл. 8 приводятся значения среднего радиуса BL Her, κ Pav и W Vir, полученные Курочкиным (1966), и для сравнения — радиусы классических цефеид тех же периодов, вычисленные на основании зависимостей период — радиус по Курочкину (1966) и Латышеву (1966) в четвертом и пятом столбцах соответственно.

Таблица 8

Средние радиусы цефеид

Звезда	P	$\bar{R} \cdot 10^6$ км	$\bar{R}_{CS} \cdot 10^6$ км	
BL Her	0,117	3,68	12,8	10,5
κ Pav	0,958	20,00	44,9	49,6
W Vir	1,238	40,57	63,1	83,6

Несмотря на различие значений нуль-пункта и наклона зависимости период—радиус для классических цефеид по данным Курочкина и Латышева, можно утверждать, что радиусы цефеид сферической составляющей в среднем вдвое меньше радиусов классических цефеид соответствующих периодов (Латышев считает, что в два-три раза).

О значениях массы цефеиды сферической составляющей (впрочем, как и для большинства других звезд) прямой информацией мы не располагаем. Единственным пока источником информации в этом вопросе являются результаты расчета пульсации W Vir, выполненные Кристи (1965). Достаточно хорошее согласие с наблюдениями Кристи получил, принимая массу 0,9 солнечной. Такая небольшая величина массы качественно согласуется с оценками, полученными из теории звездной эволюции, и, вероятно, цефеиды сферической составляющей действительно значительно менее массивны, чем классические цефеиды.

§ 6. Пространственное распределение и кинематические характеристики

Об одной из особенностей распределения цефеид сферической составляющей в Галактике (большие z -координаты, на которых нет классических цефеид) уже упоминалось в начале настоящей главы. Если для классических цефеид пространственная плотность падает в e раз уже на удалении в несколько десятков парсек от галактической плоскости, то для цефеид сферической составляющей эта величина составляет около двух килопарсек. Другой характерной особенностью цефеид сферической составляющей является их большая концентрация к центру Галактики. Остерхофф (1956), изучая цефеиды в направлении на галактический центр, показал, что из 120 цефеид по крайней мере 70 звезд — цефеиды сферической составляющей, причем большинство из них — слабые, что еще усугубит пропорцию (классических цефеид оказалось 25). Результаты Остерхоффа хорошо согласуются с выводами Кукаркина, полученными почти на десять лет раньше и на значительно меньшем материале. По данным Плаута (1963) градиент плотности для этих звезд $\frac{\partial \lg v}{\partial R} = -0,18$, что практически совпадает с аналогичной величиной для переменных типа α Ceti с $150^d < P \leq 200^d$.

Итак, пространственное распределение цефеид сферической составляющей вполне соответствует их названию и характерно для объектов сферической составляющей.

Что касается кинематики цефеид сферической составляющей, то в этом вопросе еще много неясного. Так, Плаут (1963) по 26 звездам этого типа получил следующие значения для трех компонентов пространственной скорости: 13, 35 и 57 км/сек соответственно. Эти величины не согласуются со «сферической» природой переменных этого типа. Вулли и Палмер (1967) определили значения средней лучевой скорости (ρ_0), исправленные за влияние галактического вращения, для семи переменных (табл. 9).

Таблица 9

Лучевые скорости

Звезда	P	ρ_0 , км/сек	Звезда	P	ρ_0 , км/сек
BX Del	d	—46	IX Cas	d	—79
V 716 Oph	1,09	—339	CS Cas	9,14	—22
UY Eri	1,12	+164	CC Lyr	14,73	—79
FM Del	2,21	—167		24,19	
	3,95				

Если значения ρ_0 для CS Cas, IX Cas, BX Del и CC Lyr близки к ρ_0 для W Vir (неисправленное значение средней скорости — 63 км/сек), то три звезды с малыми периодами имеют очень высокие скорости, характерные для объектов гало. Вулли и Палмер считают, что мы, возможно, наблюдаем взаимопроникновение цефеид сферической составляющей и звезд типа RR Lyr. Вероятно, это и имеет место, однако следует иметь в виду достаточно большую неопределенность критерия отнесения звезд к цефеидам сферической составляющей на сегодняшний день, что в значительной степени «портит» выборку.

ЛИТЕРАТУРА

- А б т н Х а р д и, 1960 — Abt H. A., Hardie R. H., ApJ 131, 155.
 А р п, 1955 — Arp H. C., AJ 60, 1.
 А р п, 1957 — Arp H. C., AJ 62, 129.
 В а л л е р ш т е й н, 1958 — Wallerstein, G. W., ApJ 127, 583.
 В а л л е р ш т е й н, 1959 — Wallerstein G. W., ApJ 130, 560.

- В а с и л ь я н о в с к а я О. П., Е р л е к с о в а Г. Е., 1968, Астрон. цирк. № 469.
 В а с и л ь я н о в с к а я О. П., Е р л е к с о в а Г. Е., Ш а х о в с к а я Н. И., 1966, Тадж. бюлл. № 48, 9.
 В у л л и и П а л м е р, 1967 — Woolley R., Palmer D. R., Obs. 87, 173.
 Д и к к е н с, К е р е й, 1967 — Dickens R. J., Carey J. V., ROB, No 129, E 335.
 К в и, 1967 — Kwee K. K., BAN 19, 260.
 К р и с т и, 1965 — Christy R. F., KVB4, No 40, 77.
 К у к а р к и н, 1949 — Кукаркин Б. В., Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат.
 К у к а р к и н Б. В., 1964 (не опубликовано).
 К у р о ч к и н Н. Е., 1966, ПЗ 16, 10.
 Л а т ы ш е в И. Н., 1966, Астрофизика 2, 355.
 М и а н, 1963 — Mianes P., AAp 26, No 1.
 О с т е р х о ф ф, 1956 — Oosterhoff P. Th., BAN 13, 67.
 П е й н - Г а п о ш к и н а, 1956 — Payne-Gaposchkin C., Vistas in Astron. (ed. A. Beer) 2, 1142.
 П л а у т, 1963 — Plaut L., BAN 17, 81.
 С э н ф о р д, 1952 — Sanford R. F., ApJ 116, 331.
 Ф е р н и, 1964 — Fernie J. D., AJ 69, 258.
 Ф р о л о в М. С., 1965, Кандидатская диссертация, ГАИШ, Москва.
 Ф р о л о в М. С., 1966, ПЗ 16, 29.
 Э г г е н, 1961 — Eggen O. J., ROB, No 29.
 Я к и м о в а Н. Н., Ц а р е в с к и й Г. С., 1968, Астрон. цирк., № 461.

ЗВЕЗДЫ ТИПА RV ТЕЛЬЦА

В. П. Цесевич

Характерную, немногочисленную группу переменных образуют звезды типа RV Tau.

Первая переменная, которую впоследствии отнесли к этому типу, была открыта Пиготтом в 1795 г.; это была R Sct. Вторая, R Sge, открыта и исследована в 1859 г. Баксандаалом. Однако выделение особого типа переменных звезд стало возможным только после исследования ван дер Билтом открытой Л. П. Цераской переменной звезды RV Tau. Открытые ранее переменные R Sct и R Sge были отнесены к этому типу впоследствии.

§ 1. Классификация звезд типа RV Tau

Кривые изменения блеска этих звезд чрезвычайно характерны. Они напоминают кривые блеска звезд типа β Lyr и их нередко принимали за затменные. После глубокого, сравнительно кратковременного минимума блеска наступает крутая восходящая ветвь, заканчивающаяся округлым высоким первичным максимумом. После этого блеск звезды начинает ослабевать и наступает вторичный, менее глубокий минимум. За ним следует вторичный, менее высокий максимум блеска, после чего повторяется глубокий первичный минимум. По истечении полного периода, который у большинства звезд этого типа длится от 30 до 140 суток, все явления повторяются снова. При этом явления происходят почти периодически. На протяжении более или менее длительного промежутка времени можно предсказывать наступление первичного минимума по линейной формуле с достаточной точностью.

Однако сказанное нуждается в серьезных дополнениях. Дело в том, что звезды типа RV Tau относятся к

полуправильным переменным. У них наблюдаются серьезные нарушения ритмов колебаний блеска. Эти нарушения лучше заметны у звезд, обладающих более продолжительными периодами (например, R Sct).

Один из типов таких нарушений состоит в следующем. Кривая изменения блеска внезапно начинает менять свою форму. Вторичный минимум постепенно углубляется, а первичный становится менее глубоким. Тогда кривая блеска становится «цефеидоподобной» и кажущийся период в это время равен половине основного. Кривая блеска напоминает ту, которая характерна для цефеиды W Vir. В качестве примера рассмотрим изменения, которые происходили у звезды DS Aqr по данным Э. П. Стрелковой, основанным на наблюдениях Цесевича, выполненных по снимкам Гарвардской патрульной коллекции (рис. 28).

После такого «цефеидоподобного» интервала может произойти следующее: по его окончании

может восстановиться прежняя картина и первичный минимум снова станет более глубоким, либо первичный минимум образуется вместо вторичного. Тогда происходит сдвиг фазы на $1/2$ периода.

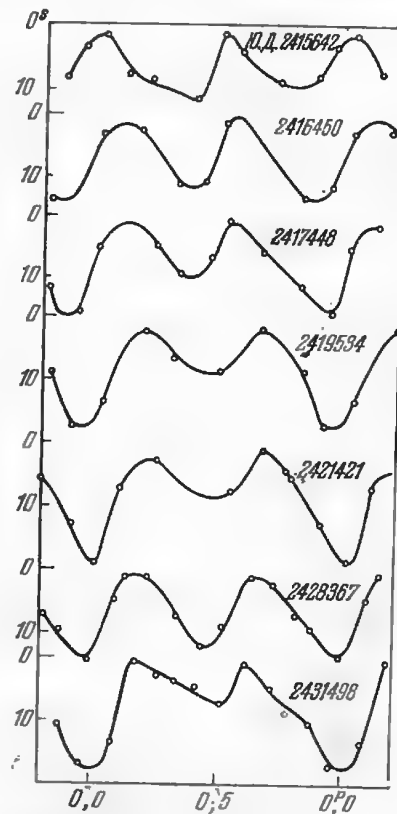


Рис. 28. Кривые блеска DS Aqr и их изменения со временем.

Бывает и иной тип нарушений. Он состоит в том, что на некоторое время регулярные колебания прекращаются и наступает более или менее длительная пора хаотических колебаний блеска. По ее окончании снова восстанавливаются регулярные колебания с тем же или слегка отличным периодом.

В очень редких и тем более интересных случаях происходит нечто более сложное. Так, например, к звездам типа RV Тау относят звезду UU Нег. Она интересна тем, что у нее два различных периода, действующих попеременно. Так, от момента Ю. Д. 2426190 до момента Ю. Д. 2427900 «действовал» период 90 суток. Затем настал период хаотических изменений блеска, который сменился интервалом регулярных колебаний, длившимся от Ю. Д. 2428086 до Ю. Д. 2429100, когда изменения блеска протекали с периодом 71 сутки. После этого снова начался интервал колебаний с прежним значением периода 90 суток. Ее спектральный класс F, и потому ее можно отнести к звездам типа RV Тау. Однако ряд тонких различий ставит такое отнесение под знак вопроса.

Третий тип нарушений состоит в том, что общая амплитуда колебаний блеска не остается постоянной на протяжении длительных промежутков времени даже у самых «правильных» звезд этого типа, таких, как, например, AC Нег. Могут происходить случайные ослабления звезды в главном минимуме блеска, когда без всякой периодичности на короткое время минимумы становятся более глубокими, а амплитуда временно возрастает.

Четвертый тип нарушений — изменение периода звезды. Весьма возможно, что эти изменения кажущиеся, являющиеся результатом накопления кумулятивных ошибок. Линейные формулы периода действительны только для ограниченных интервалов времени. Вопрос о реальности изменений периодов этих звезд еще не исследован.

Наиболее же интересное явление, характеризующее ряд звезд типа RV Тау, состоит в существовании ряда объектов, обладающих двойной периодичностью. В Общем каталоге переменных звезд (ОКПЗ) 1958 г. они выделены в подгруппу RVb. Наиболее выдающийся случай представляется у звезды DF Cyg. Опишем ее свойства подробнее.

Это звезда; которая имеет два наложенных друг на друга колебания блеска. Одно из них, «быстрое», происходит с периодом, равным 49,8 суток. Второе, «медленное», имеет период, равный 780,2 суток. Быстрое колебание

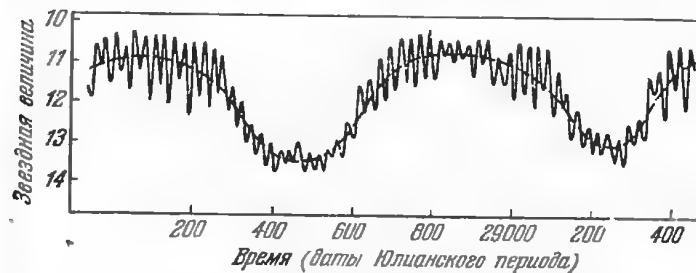


Рис. 29. Кривая изменения блеска DF Cyg. Видно затухание колебаний блеска в минимуме медленного колебания.

прослежено на протяжении почти 250 циклов, а медленное — 30 циклов. Амплитуда медленного колебания очень велика. Звезда бывает в максимуме блеска примерно 11-й величины, а в минимуме доходит до 15-й!

Амплитуда быстрого колебания — переменная. Она велика в те моменты, когда звезда приходит в медленном колебании в максимум, и затухает, уменьшаясь до $0^m,3$, когда наступает минимум медленного колебания. Эти удивительные явления можно проследить на рис. 29, который воспроизводит кривую изменения блеска, построенную М. Бейером (1949).

Двойная периодичность найдена у семи звезд. Данные о ней приведены в табл. 10.

Делались попытки найти соотношение между величинами P и Π , но они, вероятно, мало обоснованы, так как величины Π имеют характер не точных периодов, а циклов. Так, например, у звезды U Моп медленные колебания не вполне периодичны (см. ниже). Во всяком случае медленные колебания блеска и лучевых скоростей нельзя объяснить какими-либо орбитальными движениями.

Таким образом, звезды типа RV Тау настолько характерны, что, казалось бы, звезду можно безошибочно классифицировать по виду кривой изменения ее блеска.

Таблица 10

Данные о периодах «быстрого» и «медленного» колебаний

Звезда	P	П	П/P	Источник
SX Cen	32,86	615	18,7	Ваут (1940)
DF Cyg	49,81	780,2	15,7	Коваль, Цесевич (1963)
SU Gem	50,12	690	13,8	Набоков (1944)
R Sge	70,59	1112	15,8	Аперт (1949), Цесевич (1951)
AI Sco	71,0	965	13,6	Гапошкин (1950)
U Mon	92,26	1500?	16,3?	Пейн-Гапонкина и др. (1943), Престон (1964)
RV Tau	78,70	1224	15,6	Жданова, Цесевич (1953)

Однако это не вполне так. Многие желтые полуправильные звезды похожи на звезды типа RV Tau, но никоим образом не могут быть отнесены к этому классу. Примером такой звезды является, скажем, UU Her (см. ниже).

Поэтому для надежной классификации нужен еще хотя бы один дополнительный признак. Его можно отыскать, изучая изменения показателей цвета.

§ 2. Спектральная классификация звезд типа RV Tau

Ранние определения спектральных классов звезд типа RV Tau ввиду особенностей их спектров нельзя считать однородными. Приводимые в каталогах данные о спектральных классах — ориентировочные. Первые систематические определения спектральных классов восьми наиболее ярких звезд этого типа выполнил Розино (1951). Несмотря на то, что тот спектрограф, которым он пользовался, имеет сравнительно невысокую дисперсию ($123 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ), он смог не только классифицировать спектры, но и проследить за изменением спектрального класса звезды при колебаниях ее блеска. Он пришел к следующим выводам.

По виду спектра можно было сделать заключение, что все эти звезды обладают очень большими светимостями (классы светимости Ia и Ib). Было установлено, что наиболее ранний спектральный класс и максимальная тем-

пература возбуждения наблюдаются на середине восходящей ветви кривой блеска, когда последний возрастает быстрее всего от глубокого первичного минимума к наиболее высокому первичному максимуму. Однако именно в эти моменты в спектре возникают наибольшие аномалии. Линии нейтральных металлов наиболее ослаблены, а ионизованных — наиболее интенсивны. Кстати, интенсивность линий поглощения металлов становится нормальной только перед наступлением глубокого минимума блеска. Именно это заставляет предполагать, что основным является полный период, а не половинный.

Особенность спектров состоит еще и в том, что если по линиям поглощения металлов, да и по характеру распределения энергии, звезды могут быть классифицированы как принадлежащие к классам F или G, в глубоком минимуме блеска появляются полосы поглощения, производимые молекулами окиси титана. Последние столь сильны, что, судя по ним, можно одновременно классифицировать спектр, как принадлежащий даже к классу M3! Видимость и интенсивность этих полос усиливаются у звезд, обладающих более продолжительными периодами.

Правда, полосы поглощения окиси титана появляются не у всех звезд. Они хорошо видимы у звезд U Mon, RV Tau, R Sct и V Vul. У звезд SS Gem, TW Cam и R Sge, по данным Розино, они не появляются.

Характерной особенностью спектров является также появление эмиссионных линий водорода. Они возникают во время усиления блеска и в это время наиболее интенсивны. Влияние эмиссии чувствуется и после того как миновал максимум. Исчезает же она только перед самым глубоким минимумом блеска. Поведение эмиссионных линий у звезд указанных выше групп различно. У первой из них они хорошо видны, а у второй отсутствуют или очень ослаблены сильным поглощением.

Таким образом, Розино сделал первую попытку разделения звезд типа RV Tau на подгруппы. Он также обнаружил особенность спектра AC Her. Она оказалась «углеродной» звездой. Впоследствии результаты Розино были подтверждены Джоем (1952).

Следующее большое спектральное последование звезд типа RV Tau было выполнено Престоном, Кшеминским,

Смаком и Вильямсом (1963). Попутно со спектральными наблюдениями выполнялись электрофотометрические наблюдения в системе U , B и V .

Исследование спектров позволило им выделять три группы звезд типа RV Tau.

Группа А. В нее входят звезды спектральных классов G или K. Спектры особенные, так как в них видны «неправильности», такие как аномалии в интенсивности полос поглощения CN, блеска λ 4175 Å, а в минимуме блеска появляются полосы поглощения TiO. Так, во время главного минимума блеска R Sct последние столь же интенсивны, как в спектре U Lac — сверхгиганта спектрального класса M4. Аномалия же состоит еще и в том, что нет линии поглощения λ 4226 Å, которая особенно интенсивна у U Lac. К этой группе относится большинство звезд типа RV Tau, в том числе двойкопериодические DF Cyg, U Mon и R Sge.

Группа В. Группа объединяет звезды, обладающие особыми спектрами. Их можно было бы классифицировать как звезды спектрального класса Fr. По интенсивности линий водорода они классов F5 — G0. Кальциевый спектральный класс более ранний. Так, например, у звезды EP Lyr наблюдается одновременно водородный спектральный класс F6 и кальциевый A71.

В спектре этих звезд видны полосы поглощения CN и CN. В минимуме блеска голова полосы CN у длины волны λ 3883 Å достигает такой же интенсивности, как у некоторых сверхгигантов спектрального класса G5 Ib.

Наиболее заметные отличия спектра от нормального возникают в области длин волн 3800—4000 Å.

Эта группа немногочисленна. В нее входят звезды UY CMa, AC Her и EP Lyr. Попутно заметим, что ни одна из них не имеет вторичного, медленного колебания блеска, а кривые быстрых колебаний отличаются большой стабильностью. Звезду EP Lyr даже принимали ошибочно за затменную типа β Lyr.

Группа С. Звезды, входящие в эту группу, по виду спектра похожи на те, которые объединяются группой В, но полосы CN и CN у них слабы или совсем отсутствуют. Обе эти группы легко спутать. К группе С, по-видимому,

принадлежат звезды типа RV Tau, входящие в шаровые звездные скопления.

Конечно, многие из этих особенностей спектров звезд типа RV Tau были известны и ранее, но общий обзор их спектральных свойств впервые появился в работах Престона с сотрудниками и Розино.

§ 3. Показатели цвета

Показатели цвета, до некоторой степени описывающие распределение энергии в спектре звезд типа RV Tau, исследовались в нескольких работах. Следует оговориться, что в данном случае из-за спектральных аномалий (появления эмиссионных линий и полос поглощения) показатель цвета является несколько огрубленной характеристикой.

Первые систематические исследования показателей цвета этих звезд были выполнены Цесевичем (1951) и Ждановой совместно с Цесевичем (1953). Эти работы были основаны на сравнении визуальных наблюдений первоклассных наблюдателей Лейнера, Бейера и др. с большими рядами фотографических наблюдений, выполненных по снимкам неба, полученным в Гарвардской обсерватории Пейн-Гапошкиной, Брентон и Гапошкиным (1943). Во второй работе были произведены специальные одновременные наблюдения — фотографические и фотовизуальные. Конечно, результаты таких наблюдений можно считать ориентировочными, так как имеют место существенные систематические ошибки, особенно при определении звездных величин звезд сравнения. И все же эти работы впервые показали, что показатели цвета этих звезд существенно изменяются. Кривая изменения показателя цвета подобна кривой блеска, но опережает последнюю по фазе на 0,10—0,15 периода. Таким образом, показатель цвета достигает своего наибольшего значения не в момент минимума блеска, а несколько ранее. Впоследствии определения показателей цвета в системе U , B и V занимался Каменный (1956), но не опубликовал подробности своей работы. Он пришел к таким же выводам.

Обширные ряды наблюдений блеска и показателей цвета выполнили в Ликской обсерватории Престон,

Кшеминский, Смак и Вильямс (1963). Их результаты совпадают с найденными ранее В. П. Цесевичем и Ждановой (см. выше). Их результаты, вполне естественно, точнее, и мы приводим данные о «стационарных» точках кривых в табл. 11 и 12.

В табл. 11 содержатся взятые из работы Престопа и его сотрудников сведения о запаздывании фаз. Под $\Delta\varphi_1$ они понимают разность фаз $\Delta\varphi_1 = \varphi(V) - \varphi(B - V)$, а под $\Delta\varphi_2$ разность $\varphi(B - V) - \varphi(U - B)$. Из этой таблицы можно сделать два вывода.

Во-первых, у всех звезд наблюдается положительное запаздывание фазы. Однако у звезд группы А оно больше, чем у звезд группы В + С. Эти данные показаны в последней строке таблицы. Запаздывание фазы $\Delta\varphi_2$ намечается, но лежит в пределах ошибок наблюдений.

Во-вторых, у звезд, входящих в группу А, запаздывание одинаково, как в первичном, так и во вторичном полуцикла колебаний блеска. У звезд же, входящих в группу В + С, запаздывание вторичного максимума и минимума заметно больше, чем у первичного.

Последнее обстоятельство связано с физическим различием обеих групп и должно быть впоследствии объяснено теоретически.

Табл. 12 содержит данные о показателях цвета и предполагаемом избытке цвета. Она, с одной стороны, характеризует изменения показателей цвета и, с другой стороны, дает возможность характеризовать всю группу изученных звезд. Если исправить показатели цвета за межзвездное покраснение, а затем нанести их максимальные значения, соответствующие первичному минимуму блеска, на диаграмму ($U - B$, $B - V$), то получится картина, изображенная на рис. 30. На нем также изображена стандартная зависимость, характеризующая сверхгиганты класса светимости Ib по данным Крафта и Хильтнера. Точки изображают звезды, входящие в группу А, а кружки — в группу В + С. Физическое различие этих групп очевидно. Звезда группы А — краснее, чем входящие в группу В + С.

Далее замечено, что звезды группы А имеют большие амплитуды изменений показателя цвета, чем звезды группы В + С. И, наконец, замечается еще одна не строгая

Таблица 11

Запаздывание фаз

Звезда	Минимум I		Максимум I		Минимум II		Максимум II		Группа
	$\Delta\varphi_1$	$\Delta\varphi_2$	$\Delta\varphi_1$	$\Delta\varphi_2$	$\Delta\varphi_1$	$\Delta\varphi_2$	$\Delta\varphi_1$	$\Delta\varphi_2$	
DF Cyg	+0,04	+0,04	0,08	0,02	—	—	—	—	А
V 360 Cyg	0,06	—	0,10	0,04	0,09	0,00	0,13	0,00	С
AC Her	0,05	+0,09	0,05	0,03	0,17	0,00	0,16	-0,04	В
EP Lyr	0,04	+0,08	0,02	0,00	0,14	-0,04	0,10	+0,04	В
U Mon	0,15	0,00	0,14	0,04	0,03	+0,04	0,09	0,00	А
TT Oph	0,07	+0,07	0,11	0,03	0,11	+0,02	0,11	0,00	А
UZ Oph	—	—	0,10	—	0,11	+0,02	0,05	+0,02	А
V 453 Oph	0,01	+0,03	—	—	0,16	—	0,20	—	С
R Sge	0,12	0,00	0,07	0,01	0,08	+0,04	0,09	0,00	А
R Sct	0,09	-0,01	0,07	0,00	0,06	-0,01	0,07	0,00	А
V Vul	0,12	+0,01	—	—	0,08	0,00	—	—	А
Группа А	0,10±0,03	0,02±0,03	0,10±0,2	0,02±0,01	0,09±0,02	+0,01±0,01	0,08±0,02	0,00±0,00	
Группа В, С	0,04±0,02	0,08±0,00	0,06±0,03	0,02±0,01	0,14±0,02	-0,01±0,01	0,15±0,03	0,00±0,03	

Таблица 12

Координаты «стационарных» точек на кривых показателя цвета

Звезда	Минимум I		Максимум I		Минимум II		Максимум II		$B-V$
	$B-V$	$U-B$	$B-V$	$U-B$	$B-V$	$U-B$	$B-V$	$U-B$	
DF Cyg	1,55	1,72	1,00	0,97	1,35	1,40	1,10	0,85	0,1
V 360 Cyg	1,07	0,88	0,80	0,22	1,02	0,75	0,69	0,25	0,1
AC Her	1,40	0,94	0,60	0,31	0,78	0,50	0,53	0,26	0,1
EP Lyr	0,98	0,72	0,56	0,38	0,74	0,42	0,54	0,30	0,3
U Mon	1,18	0,93	0,92	0,62	1,12	0,98	0,80	0,50	0,1
U Mon	1,20	1,12	0,82	0,57	1,20	1,07	0,86	0,54	—
TT Oph	1,36	1,46	0,84	0,27	1,15	1,05	0,90	0,22	0,2
TX Oph	—	—	0,93	0,70	1,00	0,80	0,86	0,56	0,2
UZ Oph	—	—	0,97	0,71	1,26	1,19	0,90	0,53	0,2
R Sge	1,42	1,63	0,90	0,68	1,12	1,09	0,75	0,61	0,1
R Sct	1,53	1,82	1,18	1,05	1,60	1,89	1,26	1,00	—
R Sct	—	—	—	—	1,46	1,73	—	—	0,2
V Vul	1,50	1,50	—	—	1,16	1,00	0,85	0,60	0,3

корреляция между амплитудой изменения блеска V и амплитудой изменения показателя цвета $B - V$.

Наблюдения Престона и его сотрудников позволяют построить «петли», описываемые представляющей звезду точкой на диаграмме ($U - B$, $B - V$). Они тесно примыкают к стандартной зависимости Крафта и Хильтнера, узкие, выходящие над зависимостью во время восходящей ветви кривой блеска, что указывает на некоторый избыток ультрафиолетового излучения при этих фазах. Наиболее широкой петлей обладает AC Her (рис. 31). Этим она напоминает цефеиды CW. Петли обходятся против часовой стрелки. Правда, у R Sct обход совершается по часовой стрелке, но ввиду узости ее петли этот результат не вполне уверенный.

Приведенные данные характеризуют изменения показателей цвета, происходящие синхронно с быстрыми колебаниями блеска. Вопрос об изменении показателя цвета при медленном колебании блеска почти не изучен. Цесевич (1951), сравнивая визуальные и фотографические наблюдения RV Тау, пришел к заключению, что при амплитуде медленного колебания визуального блеска около $1^m,5$ показатель цвета если и изменяется, то не больше, чем на $0^m,2$.

литуде медленного колебания визуального блеска около $1^m,5$ показатель цвета если и изменяется, то не больше, чем на $0^m,2$.

Специальные одновременные фотографические и фотовизуальные наблюдения DF Cyg показали, что при-

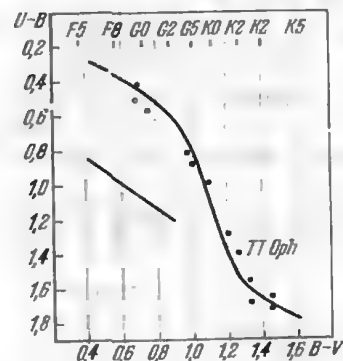


Рис. 30. Расположение представляющих точек на диаграмме $U - B$, $B - V$ в первичном минимуме [показателя цвета]. Кружками отмечены звезды группы В + С, точками — группы А. Линия — стандартная зависимость для сверхгигантов класса светимости Ib.

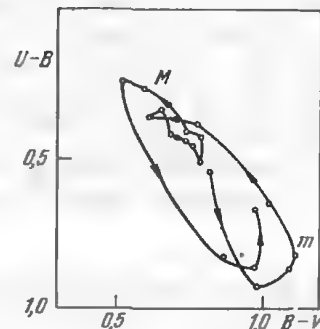


Рис. 31. Петля, описываемая представляющей точкой на диаграмме $U - B$, $B - V$ звезды AC Her.

изменении среднего визуального блеска от 10^m до 13^m показатель цвета колебался от $1^m,01$ до $1^m,46$ (Цесевич, 1953). Звезда становится краснее в минимуме медленного колебания блеска. Последний результат требует проверки.

§ 4. Лучевые скорости

Переменность лучевых скоростей звезд типа RV Тау открыта очень давно. Они изменяются синхронно с колебаниями блеска. Если у переменной звезды есть также и медленное колебание блеска, то оно наблюдается и в лучевых скоростях. В таких случаях быстрое колебание лучевых скоростей «наложено» на медленное.

Забегая несколько вперед, отметим, что поведение лучевых скоростей, определяемых по линиям различных химических элементов, различно.

Все сделанные до 1953 г. определения лучевых скоростей звезд типа RV Тау были собраны и интерпретированы в работе Ждановой и Цесевича (1953).

Остановимся прежде всего на быстрых колебаниях лучевых скоростей и их соответствии с быстрыми колебаниями блеска. Звезды DF и V 360 Cyg, TT и UZ Oph, RV Tau, AC Sgr и SS Gem были изучены по спектральным наблюдениям Джоя (1952). Звезды же V Vul, U Mon, AC Her и R Sge исследовались по наблюдениям Сэнфорда (1928, 1932, 1934).

Способ исследования заключался в следующем. Так как колебания блеска у всех этих звезд изучены хорошо

Таблица 13

Элементы кривых блеска и лучевых скоростей

Звезда	P	Блеск				Скорость			
		Минимум I	Максимум I	Минимум II	Максимум II	Минимум I	Максимум I	Минимум II	Максимум II
DF Cyg	d	P	P	P	P	P	P	P	P
TT Oph	61,8	0,00	0,26	0,52	0,77	-0,04	0,18	0,52	0,75
V 360 Cyg	70,3	0,00	0,25	0,46	0,70	-0,01	—	0,42	0,61
R Sge	70,8	0,00	0,22	0,50	0,64	+0,07	—	0,52	0,73
AC Her	75,2	0,00	0,21	0,48	0,71	+0,03	0,24	0,44	0,65
V Vul	76,0	0,00	0,29	0,51	0,80	+0,14	0,26	0,67	0,81
RV Tau	78,7	0,00	0,28	0,46	0,70	-0,03	0,25	0,48	0,69
AR Sgr	87,9	0,00	0,24	0,46	0,65	-0,03	0,25	0,52	0,74
SS Gem	89,3	0,00	0,20	0,45	0,64	+0,07	0,30	0,51	—
U Mon	92,3	0,00	0,17	0,51	0,72	+0,02	0,28	0,58	0,81
Среднее	—	0,00	0,23	0,48	0,70	0,02	0,28	0,52	0,72
Запаздывание	—	—	—	—	—	0,02	0,05	0,04	0,02

Среднее запаздывание = $0^{\text{h}} 0^{\text{m}} 3^{\text{s}}$

и на протяжении длительных интервалов времени, можно было подобрать такое значение периода (который, вообще, говоря, у всех звезд переменен), что с его помощью удалось свести разрозненные определения лучевых скоростей в среднюю кривую. Строилась средняя кривая лучевых скоростей и затем сравнивалась со средней кривой изменения блеска. Попутно изучались также изменения интенсивности полос SN и CN, если данные о них приводились в работе. Также производилось сравнение с кривой изменения показателя цвета. Не останавливаясь на описании поведения отдельных объектов, приведем общие выводы.

Кривая изменения лучевых скоростей оказалась подобной кривой изменения блеска, при условии, что знак лучевой скорости изменен на обратный, как у цефеид. В табл. 13 приведены данные об этом сопоставлении. Они резюмируют все исследование.

Создается впечатление, что кривая лучевых скоростей запаздывает относительно кривой блеска в среднем на 0,03 периода, однако эта величина лежит в пределах ошибок наблюдений. Самое замечательное состоит в том, что если у кривых блеска первичный максимум выше вторичного, у кривых лучевых скоростей отмечается обратное. У них вторичный максимум выше первичного.

В табл. 14 приведены данные об амплитудах. Обозначения следующие: AI — амплитуда от главного минимума до последующего главного максимума, AII — разность глубин вторичного и первичного минимумов и AIII — разность между глубиной первичного минимума и предшествующего вторичного максимума. Здесь мы сталкиваемся с удивительным фактом — между амплитудами изменения лучевых скоростей и блеска нет никакой корреляции.

Так как колебания блеска и лучевых скоростей, несомненно, вызваны пульсацией, то было естественно сделать попытку вычисления кривых изменения радиуса обрабатываемого слоя путем интегрирования лучевых скоростей. Такие попытки делались, и к ним мы вернемся позже. Однако здесь возникло осложнение, которое вызвано открытием Абтом (1955) у звезды U Mon расщепления спектральных линий во время быстрого возрастания блеска.

Таблица 14

Элементы кривых блеска и лучевых скоростей

Звезда	Блеск			Скорость		
	A I	A II	A III	A I	A II	A III
DF Cyg	<i>m</i> 1,02	<i>m</i> 0,22	<i>m</i> 0,95	<i>км/сек</i> 20	<i>км/сек</i> 18	<i>км/сек</i> 20
TT Oph	1,30	0,44	1,06	31	9	36
V 360 Cyg	1,30	0,55	1,40	33	1	48
R Sge	0,98	0,30	0,78	9	8	14
AC Her	0,94	0,47	0,80	18	4	30
V Vul	1,02	0,72	0,98	4	11	23
RV Tau	1,02	0,58	0,92	31	18	28
AR Sgr	0,70	0,20	0,72	18	6	16
SS Gem	0,98	0,08	0,94	46?	38?	50?
U Mon	1,20	0,90	1,08	17	1	12
Среднее	1,06	0,44	0,98	20	8	25

Незадолго до наступления минимума блеска спектральные линии смещаются в красную сторону; в это время обрабатывающий слой удаляется от нас, так как он находится в стадии сжатия. В эти моменты у спектральных линий появляется слабый, смещенный в фиолетовую сторону, также абсорбционный спутник. Вначале он только намечается, а затем его интенсивность усиливается, в то время как интенсивность бывшего основного красного компонента начинает падать. В конце концов фиолетовый спутник смещается в красную сторону спектра, а бывший красный исчезает. Абт истолковал это явление так. В то время как «старый» слой сжимается, в глубине звезды зарождается «новый», вздувающийся слой, временно сосуществующий со «старым». Он-то и образует фиолетовый компонент спектральной линии. Наконец, старый опадающий слой прекращает существование, а новый становится основным до появления «нового» слоя, который сменит его для следующего такта колебания.

Возникновение эмиссии Абт объясняет появлением ударной волны, перегревающей вещество, в результате чего рекомбинация ионизованных атомов вызывает свечение. Конечно, такое открытие можно было сделать только после применения спектрографов, имеющих дисперсию около 10 Å/мм. Рис. 32 поясняет сказанное.

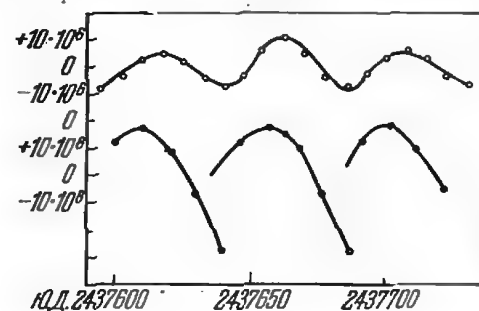


Рис. 32. Изменения радиусов металлического слоя U Mon, вычисленных по наблюдениям Престона (верхняя кривая) и Абта (нижняя кривая).

На нем также указаны вычисленные Абтом смещения обрабатывающего слоя. Замечательно то, что каждый полупериод можно считать независимым тактом колебаний. Однако, как это будет показано дальше, последнее заключение не вполне правильно.

Это явление было более детально изучено у звезды U Mon Престоном (1964), у которого мы заимствуем рис. 33. На нем хорошо виден разрыв кривой лучевых скоростей, изменение которых с половинным периодом в течение одного такта колебаний изображено сплошной линией. (При построении графика медленное колебание лучевой скорости «снято».)

Еще лучше видно это явление у звезды R Sct, также исследованной Престоном (1962). Изменения изображены на рис. 34, где, кроме лучевых скоростей, нанесены также кривые изменения показателей цвета по фотоэлектрическим наблюдениям. Этот рис. 34 является иллюстрацией

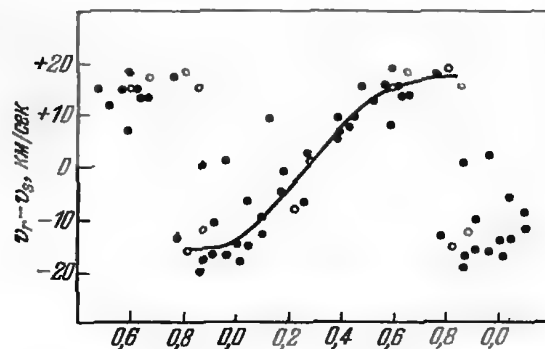


Рис. 33. Изменения остаточных лучевых скоростей U Mon по данным Престона. Виден разрыв в кривой лучевых скоростей.

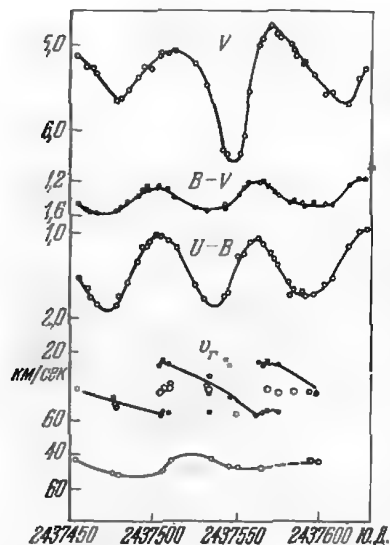


Рис. 34. Явления, происходящие у звезды R Sct. Кривые блеска V , показатели цвета $B-V$, $U-B$ и лучевых скоростей v_r , определенных по смещениям линий железа. Точки и малые кружки изображают лучевые скорости раздвоенных линий; кружки средних размеров — когда раздвоения нет; большие кружки — лучевые скорости, определенные по эмиссионным линиям металлов. Этот слой практически неподвижен. Нижняя плавная кривая изображает изменения лучевых скоростей линий железа, имеющих малые потенциалы возбуждения и возникающих в верхнем ярусе.

и к сказанному в предыдущем параграфе. К деталям работы Престона мы еще вернемся. Оказалось, что колебания лучевых скоростей происходят еще сложнее, чем предполагал Абт.

Рассмотрим теперь один полный короткий цикл изменения лучевых скоростей. Анализируя кривую, можно найти «среднюю» скорость, характеризующую данный цикл. Обычно при изучении спектрально-двойных звезд эту «среднюю» скорость принимают за скорость пространственного движения системы по лучу зрения γ . В нашем случае пульсирующей звезды средняя скорость должна быть лучевой скоростью центра звезды. Однако при наличии медленного колебания лучевых скоростей величина γ , характеризующая каждый отдельный короткий цикл, должна изменяться со временем. Такое изменение было обнаружено у U Mon еще Сэнфордом (1928). Впоследствии его подтвердили Абт и Престон в уже цитированных работах. Конечно, такое изменение скорости γ можно было бы приписать орбитальному движению. Однако это не так. Сопооставляя наблюдения Сэнфорда, Абта и свои, к сожалению, разделенные очень большими промежутками времени, Престон не смог определить значение периода медленного колебания. Лорета (1938), изучая колебания блеска, нашел период в 2320 суток. Абт колебался между двумя значениями периода 2640 или 1980 суток, а Престон предполагает, что период близок к 1500 суткам. При этом он считает, что эти колебания не периодические, а циклические. Последнее, очевидно, противоречит гипотезе о двойственности звезд.

Рис. 35 изображает отрезок кривой медленного колебания скорости γ в интервале Ю. Д. 2437297—Ю. Д. 2438102.

Медленные колебания γ были исследованы у нескольких звезд Ждановой и Цесевичем (1963). Кривые изменения γ и среднего блеска у звезды U Mon сравнивались по наблюдениям Сэнфорда и гарвардским определениям блеска. Они изображены на рис. 36.

Были также изучены такие колебания у звезд RV Tau и R Sge, причем для их выявления, ввиду малого количества и разбросанности спектральных наблюдений во времени, был применен особый прием, который заключался в следующем.)

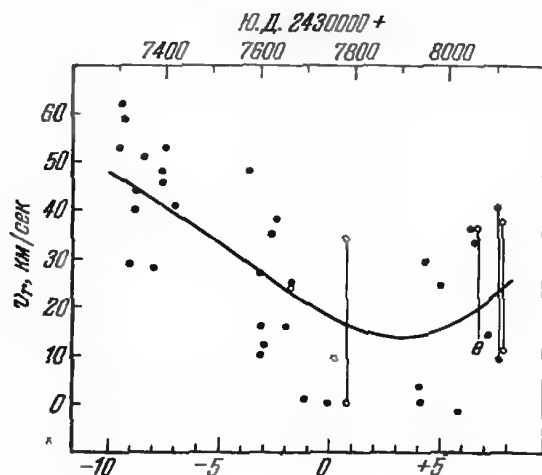


Рис. 35. Медленные колебания лучевых скоростей U Mon.

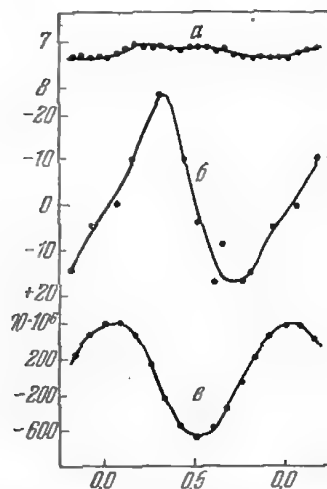


Рис. 36. Медленные колебания блеска — а, лучевых скоростей — б (по данным Сэнфорда), и радиусов обрабатывающего слоя — в, у звезды U Mon.

По линейным формулам периода были вычислены возрасты быстрого (ϕ) и медленного (ψ) колебаний. Периоды были взяты из результатов фотометрических исследований. Затем лучевые скорости были представлены формулой

$$v_r = \gamma + a \sin \phi + b \cos \phi + c \sin 2\phi + d \cos 2\phi + e \sin \psi + f \cos \psi.$$

Коэффициенты были найдены по способу наименьших квадратов. Очевидно, что два члена $\Psi = e \sin \psi + f \cos \psi$ описывают медленное колебание лучевых скоростей.

Из наблюдений RV Tau, выполненных Джоем, получено:

$$\Psi = 36,9 + 1,9 \sin \psi + 9,0 \cos \psi.$$

По наблюдениям звезды R Sge, проведенным Сэнфордом, найдено:

$$\Psi = 9,8 + 11,9 \sin \psi + 4,1 \cos \psi.$$

Сопоставление величин Ψ со средним блеском показано на рис. 37 и 38. Характер соответствия остался прежним.

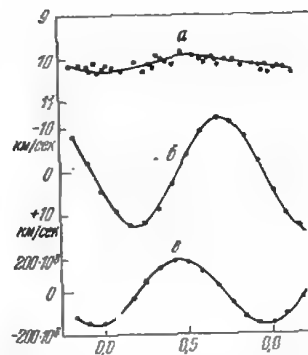


Рис. 37. То же, что на рис. 36, для звезды R Sge.

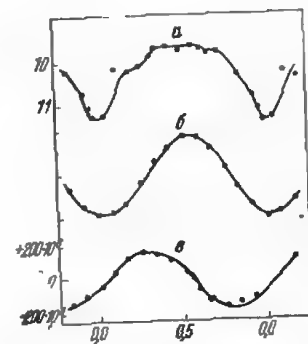


Рис. 38. То же, что на рис. 36, для звезды RV Tau.

Максимальный блеск имеет место тогда, когда наступает максимум отрицательной лучевой скорости, как у цефеид.

Таким образом, и эти колебания должны найти объяснения в рамках пульсационной теории.

Краткие данные, характеризующие эти кривые, приведены в табл. 15. Во втором и третьем столбцах указаны амплитуды лучевых скоростей и блеска, а в четвертом и пятом — данные о запаздывании кривой лучевых скоростей по отношению к кривой блеска.

Таблица 15

Характеристики кривых блеска

Звезда	Амплитуда скоростей, км/сек	Амплитуда блеска	Запаздывание	
			макс.	мин.
U Mon	40	0,30	$+0,06$	$-0,15$
R Sge	23	0,55	$+0,17$	$+0,11$
RV Tau	19	1,70	$+0,02$	$+0,05$

Удивительно, что большие амплитуды лучевых скоростей соответствуют меньшим амплитудам колебания блеска. Конечно, по трем объектам делать вывод более чем преждевременно. Отмечено попутно, что можно ожидать медленного изменения лучевых скоростей также у DF Cyg и SS Gem.

Возможные объяснения этих явлений будут даны в заключение этой главы.

§ 5. Кинематические особенности и распределение в пространстве

Несколько исследований посвящено изучению кинематических особенностей звезд типа RV Tau.

Первым определил абсолютные величины звезд типа RV Tau Паренаго (1934). Однако он пришел к очень низкой светимости; найденная им абсолютная величина $M = 0^m,6$, в то время как по другим данным она должна быть близка к -3^m . Затем Павловская (Перенелкина) (1950а)

определила собственные движения 17 звезд типа RV Tau, а в следующей статье (1950b) нашла их статистические параллаксы и пришла к заключению, что их абсолютная фотографическая звездная величина может быть либо $-2^m,1$, либо $-1^m,1$. Дисперсия абсолютных величин оказалась очень большой: $\pm 1^m,2$. Сравнивая полученные данные с абсолютными величинами немногочисленных звезд типа RV Tau, встречающихся в шаровых звездных скоплениях, она нашла для них значение $M_{pg} = -2^m,5 \pm \pm 0^m,16$, согласующееся с первым из возможных по собственным движениям результатов. Отсюда вытекало, что визуальная абсолютная величина близка к $-3^m,5$ и по эффективной температуре Павловская смогла вычислить средний радиус звезды, который оказался очень большим, порядка 100 солнечных.

Вскоре появилась большая работа Джоя (1952), в которой он привел обширный список определений лучевых скоростей многих звезд, в том числе звезд типа RV Tau. Сопоставляя лучевые скорости различных звезд, Джой выделил две группы объектов — звезды с малыми лучевыми скоростями (группа 1) и звезды, обладающие большими скоростями (группа 2). Результаты Джоя требуют серьезной ревизии. Он объединил в единые группы объекты, имеющие совершенно различную природу. Так, наравне со звездами типа RV Tau он включил в эти группы также и желтые неправильные и полуправильные звезды, что, конечно, недопустимо. Затем, в «низкоскоростную» группу вошли и те объекты, у которых собственные скорости составляют с лучом зрения угол, близкий к 90° , что также делает неуверенным выделение звезд группы 1. Если исключить из рассмотрения звезды, не входящие в систему звезд типа RV Tau, то замеченное Джоем влияние галактического вращения на лучевые скорости пропадает; его рис. 3 не отражает действительного распределения лучевых скоростей в зависимости от галактической долготы.

Остается только одно, а именно, что в «низкоскоростную» группу попадают все звезды группы А Престона (за исключением AC Her), в то время как в группу звезд, имеющих большие скорости (доходящие до 250 км/сек), наряду со звездами группы А Престона входят звезды группы С.

Павловская, установив абсолютную величину звезд типа RV Tau, попыталась исследовать ту систему, которой они принадлежат. Отсылая за подробностями к ее работе (Павловская, 1950b), укажем в заключение, что полное число звезд типа RV Tau в Галактике оценено ею как 10^4 — 10^5 , и установлено, что подсистема этих звезд принадлежит в основном к промежуточным, хотя есть ряд объектов, принадлежащих сферической подсистеме, что, впрочем, не противоречит и основному выводу Джоя.

§ 6. Особенности звезды R Sct

Принадлежность звезды R Sct к типу RV Tau не вызывает сомнений, что видно хотя бы из рис. 34. Вместе с тем у этой звезды, имеющей наибольший период в этой группе звезд (он равен 144 суткам), наиболее часты и существенны неправильности как в колебаниях блеска, так и в изменении лучевых скоростей. Эта звезда наиболее хорошо изучена спектроскопически. Накопление спектральных наблюдений было начато в 1903 г. Кертисом на Ликской обсерватории. Ряд наблюдений продолжался до 1924 г. После смерти Кертиса наблюдения были продолжены Мак Лафлином с 1931 по 1936 гг. Таким образом было собрано 303 спектрограммы за время с 1903 по 1936 гг. К ним добавлены наблюдения, полученные в обсерватории Маунт Вилсон, и весь этот богатейший материал был обработан Мак Лафлином (1939).

Сопоставляя изменения лучевых скоростей с изменением блеска, Мак Лафлин пришел к заключению, что чаще всего звезда ведет себя как цефеида, именно так, как это было описано выше в § 4. Но такое поведение лучевых скоростей наблюдается далеко не всегда. В те сезоны, когда наблюдаются аномалии в изменении блеска, они сопровождаются существеннейшими аномалиями и в поведении лучевых скоростей. Кривые скоростей следуют за кривой блеска «антипараллельно», а амплитуда изменения лучевых скоростей в эти сезоны максимальна! Такие аномалии повторялись в 1913, 1914, 1921 и особенно, в 1924 гг. Не сумев найти однозначное соответствие между изменениями блеска и лучевых скоростей, Мак Лафлин стал сопоставлять амплитуды и нашел

Таблица 16

Амплитуды блеска и лучевые скорости

Амплитуда блеска, ΔM	Амплитуда скорости, Δv	Число циклов	Вес
0,5	6,7 км/сек	3	9
1,1	13,6	4	11
1,5	18,3	5	10,5
2,0	27,8	3	9
2,4	23,0	3	8

следующую корреляцию, которая выражается формулой $\Delta v = 12,0 \Delta M$. Она вычислена на основании данных табл. 16. Было также установлено, что средняя скорость, равная $+44,2$ км/сек, изменяется в широких пределах, от 33 до 50 км/сек без видимых следов периодичности.

Изучая разность лучевых скоростей эмиссионных и абсорбционных линий водорода, Мак Лафлин нашел, что она, так же как у звезд типа o Cet, отрицательна. Среднее значение этой разности у H_γ равно $-19,2$ км/сек, у H_β — $11,6$ км/сек. Правда, у H_β разность положительна и равна $+1,9$ км/сек.

Последнее, как это было подтверждено впоследствии Престоном, объясняется влиянием линии поглощения железа с длиной волны $\lambda 4100,74 \text{ \AA}$; эта линия срезает фиолетовое крыло линии H_β , и отсюда следует, что те слои, в которых возникает эмиссия водорода, расположены глубже тех, где возникает металлическое поглощение.

Наиболее полно исследована разность лучевых скоростей $E - A$ (эмиссионных и абсорбционных) у линии H_γ .

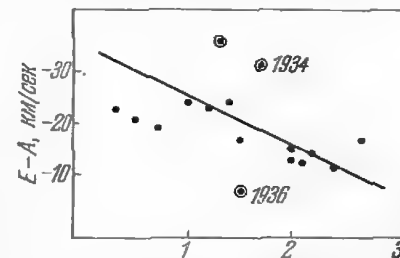


Рис. 39. Корреляция смещения эмиссионных линий относительно линий поглощения (разности $E - A$ выражены в км/сек) и амплитуды колебания блеска.

Она изменяется от сезона к сезону от -7 до -37 км/сек, причем замечается корреляция с амплитудой изменения блеска (рис. 39). Чем больше амплитуда, тем, как правило, эта разность меньше.

Со звездами типа α Ceti звезды типа RV Tauri сближает еще одно обстоятельство. Сравнивая общий вид спектра

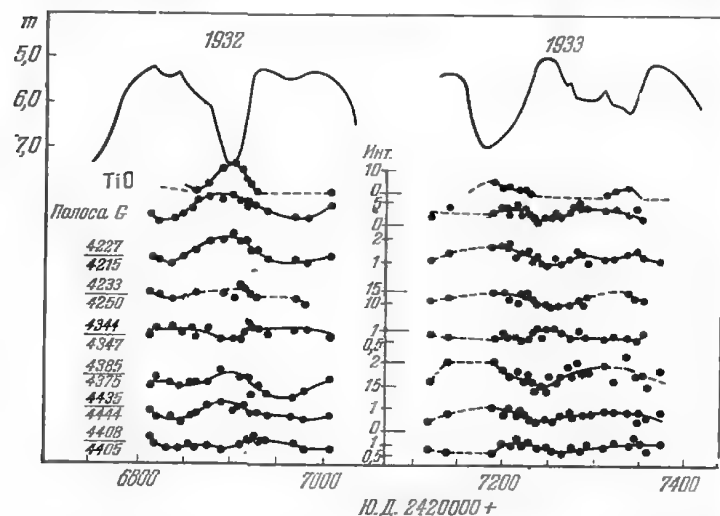


Рис. 40. Изменение интенсивности спектральных линий, сопутствующее изменениям блеска R Sct.

R Sct со спектрами гигантов, Мак Лафлин классифицировал его в среднем как G2. Однако присутствие в некоторых фазах полос поглощения окиси титана делает его похожим даже на M5. Оказывается, что все то время, когда блеск переменной звезды слабее шестой величины, в спектре присутствуют полосы поглощения TiO. Также видна и испытывает аналогичные изменения характерная линия поглощения λ 4227 Å, принадлежащая нейтральному кальцию. Поведение интенсивностей различных спектральных линий поглощения лучше всего характеризует рис. 40. Из него видно, что различные линии ведут себя

по-разному. Так, полосы поглощения окиси титана и полоса G и линии λ 4227 и 4435 Å нейтрального кальция, а также λ 4385 Å нейтрального железа усиливают свою интенсивность в минимуме блеска и ослабевают при его возрастании. В то же время существуют линии поглощения,

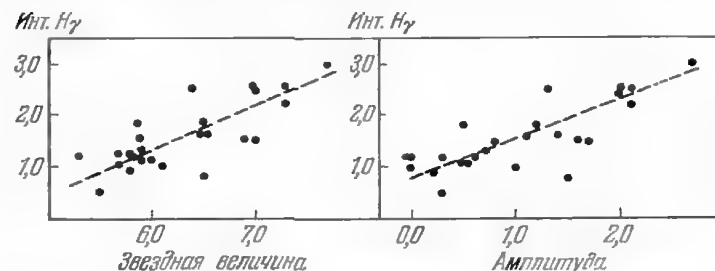


Рис. 41. Зависимость интенсивности эмиссии $H\gamma$ от звездной величины и амплитуды R Sct.

которые усиливаются в максимуме и ослабевают в минимуме. К таким линиям принадлежит, например, линия ионизованного титана λ 4344 Å.

Водородные линии представлены как в поглощении, так и в эмиссии, сменяя друг друга. Появляется эмиссия незадолго до наступления минимума блеска, особенно интенсивна во время быстрого роста блеска и исчезает, заменяясь линиями поглощения, вскоре после максимума блеска.

Мак Лафлин нашел корреляцию между амплитудой предшествовавшего первичного минимума и силой эмиссии водородных линий (рис. 41). Эмиссия в среднем тем сильнее, чем глубже было предшествовавшее ослабление блеска.

Более подробное исследование спектра R Sct выполнил Престон (1962), основываясь на 19 спектрограммах, полученных с дисперсией, доходящей до 2 Å/мм, на протяжении более чем одного полного цикла регулярных в сезон Ю. Д. 2437478—2437598 колебаний. На рис. 34 изображены результаты этого исследования — кривые блеска, показатели цвета и лучевых скоростей. Большая разрешаю-

щая способность спектрографа позволила исследовать профили линий.

Этими первоклассными наблюдениями были прежде всего подтверждены открытые Абтом разрывы в кривой лучевых скоростей, вызванные раздвоением спектральных линий. Однако сразу же выяснилось, что даже спектральные линии одного и того же химического элемента — нейтрального железа, — ведут себя по-разному в зависимости от их квантового перехода и потенциала возбуждения. Субординатные линии, имеющие потенциалы возбуждения больше чем $0,9 \text{ эв}$, раздваиваются так, как это описано выше (см. § 4), и имеют большие амплитуды изменения лучевых скоростей. Те же линии, которые берут начало квантового перехода с основного уровня и имеют потенциалы возбуждения меньше, чем $0,2 \text{ эв}$, не раздваиваются и дают гораздо меньшую амплитуду изменения лучевых скоростей. Эти явления Престон объясняет эффектом стратификации. По его мнению, раздваивающиеся линии возникают в нижних слоях обращающего слоя, а нераздваивающиеся — во внешней, «околосветной» оболочке.

Принтегрировав разрывную кривую лучевых скоростей, Престон оценил амплитуду изменений радиуса внутреннего слоя. Она оказалась очень большой, близкой к $8 \cdot 10^7 \text{ км}$, т. е. около 100 радиусов Солнца. Таким образом, R Sct обладает очень протяженной оболочкой. Если принять, что существует еще один внешний слой, то радиус «звезды» оказывается еще большим!

Картина оказывается еще более сложной, если рассмотреть лучевые скорости, получаемые по линиям других элементов. Так, например, поведение линий нейтрального титана еще сложнее, чем железа. Во время подъема блеска ко вторичному максимуму они раздваиваются с такими же относительными смещениями, как у линий железа, и на восходящей ветви заметны заключенные между компонентами небольшие «пики» эмиссии. После глубокого первичного минимума их поведение становится иным. В то время как линии железа снова раздваиваются они остаются одиночными и совместно с линиями ванадия указывают на те же скорости движения, что и линии железа, которые мы назвали условно «околосветными». Создается впечатление, что та область, в которой образуются

эти линии, во время вторичного максимума блеска перемещается во внешнюю оболочку звезды! Напомним, что у большинства звезд типа RV Тау амплитуда лучевых скоростей во время вторичного максимума больше. Возможно, что это явление связано именно с этим их свойством. Во всяком случае, полное объяснение всех наблюдающихся явлений еще не дано.

Значительный интерес представляет поведение спектральных линий водорода. Во время быстрого подъема блеска они представляются как интенсивное ядро поглощения, окаймленное с двух сторон эмиссионными пиками неодинаковой интенсивности (рис. 42). Фиолетовый компонент эмиссии интенсивнее красного. Эмиссионные линии сохраняются долго. Они исчезают не раньше, чем через шесть суток после максимума блеска. Подтверждено срезание фиолетового крыла эмиссии H_β линией поглощения железа $\lambda 4100,74 \text{ Å}$. Таким образом, нет сомнения, что эмиссионные линии возникают в более глубоких горизонтах обращающего слоя. Как это следует из рис. 42, эмиссия более интенсивна во вторичном максимуме, чем в первичном, примерно в $1 \frac{1}{4}$ раза. Как ядро линии поглощения, так и фиолетовое крыло линии H_α смещены в сторону коротких длин волн по сравнению с линиями поглощения металлов.

Престон определял эквивалентные ширины линий поглощения железа и строил по ним кривые роста. Оказалось, что в атмосфере R Sct содержится примерно в 2,5 раза меньше атомов железа, чем в атмосфере Солнца. В том

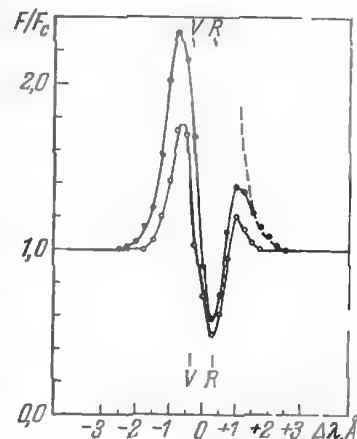


Рис. 42. Профиль линии H_α во вторичном (точки) и первичном (кружки) максимумах блеска R Sct. Пунктиром изображен «отраженный», освобожденный от поглощения профиль.

случае, когда линии раздвоены, строились кривые роста по ширинам красного и фиолетового компонентов раздельно. Оказалось, что у поднимающегося слоя (фиолетовый компонент) температура возбуждения близка к 4200° , а скорость микротурбулентного движения заключена в пределах от 4,7 до 5,6 км/сек, когда звезда в максимуме блеска. В то же самое время в опадающем слое (красный компонент) температура возбуждения 3600° , а скорость микротурбулентного движения близка к 10 км/сек. В минимуме блеска, когда раздвоения линий нет, температура возбуждения 3400° , а скорость турбулентности 8,9 км/сек.

Особо интересные результаты получены Престоном при изучении эмиссионных линий железа, возникающих между двумя абсорбционными компонентами. Он установил, что эти линии производятся в практически неподвижном слое, где температура возбуждения равна 3780° . Оценено обилие атомов железа, производящих эмиссионные линии. Оказалось, что над одним квадратным сантиметром поверхности звезды содержится 10^{19} атомов железа, которые производят эмиссионные линии, при полном содержании железа 10^{21} атомов.

Стратификация атмосферы очевидна. Помимо внутренних слоев, звезда окружена наружной оболочкой, в которой формируются линии железа, обладающие низким потенциалом возбуждения.

Кроме того, Престон, рассматривая контуры линий поглощения, обнаружил существование еще совсем не изученных макротурбулентных движений.

§ 7. Физические условия в атмосфере U Mon

Изучению физических условий, господствующих в атмосфере этой звезды, посвящены три исследования. Именно эта звезда была объектом типа RV Тау, у которого впервые было открыто описанное выше раздвоение металлических линий поглощения, истолкованное как следствие возникновения ударной волны.

Абт (1955), получивший спектрограммы с дисперсией 11 Å/мм, смог определить эквивалентные ширины линий поглощения и построить кривые роста, в частности, как для красного, так и для фиолетового компонентов раздельно.

но. Исследование 17 спектрограмм, равномерно распределенных по кривой блеска, привело его к исключительно интересным результатам. Оказалось, что температура возбуждения изменяется в широких пределах, а именно, от 3000 до 6000° , как это видно из рис. 43. Правда, сильное

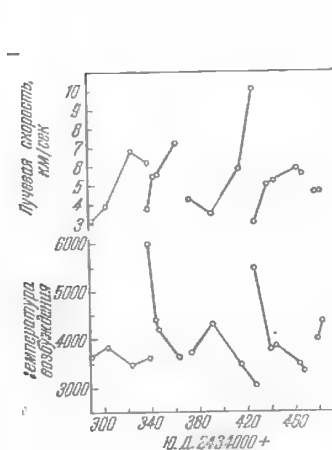


Рис. 43. Изменения температуры возбуждения и лучевой скорости у звезды U Mon.

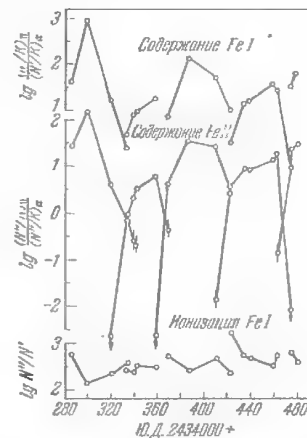


Рис. 44. Изменения обилий содержания Fe I и Fe II и ионизации Fe I у звезды U Mon.

увеличение температуры возбуждения наблюдалось только дважды, у одного из компонентов раздвоенной линии (фиолетового).

Доплеровская скорость атомов, влияющая на эквивалентные ширины спектральных линий, также изменяется от 3 до 10 км/сек, причем большее значение относится к опадающему слою.

Еще более важные результаты были получены при попытке определить обилие атомов железа. Оказалось, что, как это видно из рис. 44, содержание нейтрального железа и его ионов изменяется при колебании блеска в тысячу раз! Вместе с тем степень ионизации изменяется мало. Наименьшее содержание найдено по эквивалентным ширинам фиолетовых компонентов спектральных линий. На-

блюдающиеся изменения Абт склонен объяснить колебанием величины коэффициента непрозрачности. Если проанализировать соответствующие вычисления, то как ионизационная температура, так и эффективное ускорение силы тяжести и электронное давление согласуются со спектральными классами звезды и их изменением. Они оказываются зависящими от изменения радиуса оболочки и удовлетворяют следующим эмпирическим соотношениям:

$$\frac{\Delta T}{\Delta \delta R} = -3^{\circ}.0 \cdot 10^{-10} \text{ и } \frac{\Delta \lg Pe}{\Delta \delta R} = -5.7 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1},$$

где изменение радиуса слоя δR выражено в сантиметрах.

Эффективное ускорение силы тяжести становится особенно большим при сжатии звезды.

Престон (1964) изучил спектрограммы, полученные с еще большей дисперсией (до $2 \text{ \AA/мм}$). На одной спектрограмме, полученной вблизи максимума блеска, многие металлические линии (особенно в визуальной области спектра) раздвоены и между двумя абсорбционными компонентами хорошо виден эмиссионный компонент. На второй спектрограмме, полученной вблизи минимума, никакого раздвоения металлических линий нет. Зато на ней видно много слабых линий металлов.

На этих спектрограммах видна (в отличие от R Sct) эмиссия линий, принадлежащих He I и Sc II, а профили эмиссионных линий водорода имеют очень сложную структуру (на широкую эмиссионную линию наложены не один, а два абсорбционных компонента). Определенно заметен градиент скорости в протяженной оболочке звезды. Лучевая скорость растет по величине при увеличении потенциала возбуждения.

Престон обнаружил присутствие в спектре U Mon околозвездных линий поглощения, смещенных в соответствии со скоростями движения, близкими к 60 км/сек . Это свидетельствует о наличии протяжнейшей расширяющейся оболочки.

Алиев (1966) исследовал 16 спектрограмм Престона методом кривых роста. Он подробно изучил физические условия, возникающие в оболочке U Mon. В частности, найдено, что турбулентная скорость растет по мере уве-

личения потенциала возбуждения; в более высоких слоях она больше, и может достигать 17 км/сек . Подтвержден вывод Абта о сильном изменении коэффициента непрозрачности. В минимуме блеска $\lg k = -11.03$, а в максимуме $\lg k = -7.25$.

Алиев также изучил химический состав оболочки звезды и сравнил его с химическим составом атмосферы Солнца. Эти данные приведены в табл. 17.

Таблица 17

Химический состав U Mon

Элемент	$\lg N_{\odot}$	$\lg N^*$	$\frac{N^*}{N_{\odot}}$	Элемент	$\lg N_{\odot}$	$\lg N^*$	$\frac{N^*}{N_{\odot}}$
Mg	7,40	1,02	-6,33	Co	4,64	3,82	-0,82
Ca	6,15	0,89	-5,26	Ni	5,91	2,67	-3,24
Sc	2,82	4,05	+1,23	Y	2,25	3,25	+1,00
Ti	4,63	1,46	-3,22	Zr	2,23	3,82	+1,59
V	3,90	1,03	-2,87	Ba	2,10	2,14	+0,04
Cr	5,36	1,29	-4,07	Ce	—	1,79	—
Mn	4,90	2,38	-2,52	Si	7,50	5,92	-1,58
Fe	6,57	3,64	-2,93	La	—	3,69	—

Из этой таблицы видно, что содержание скандия, иттрия, циркония и бария повышено, при недостатке многих других элементов (кальция, титана и даже железа).

Алиев исследовал вопрос об истечении вещества и показал, что оно может происходить при некоторых фазах изменения блеска и имеет дискретный характер. Расход массы оценен как $2,6 \cdot 10^{-6}$ массы Солнца в год. Он же произвел определения поляризации излучения U Mon по фотоэлектрическим наблюдениям (Алиев, 1965). Обнаружена переменная поляризация излучения, степень которой зависит от длины волн. Алиев объясняет поляризацию рассеянием света на молекулах.

Заканчивая свою работу, Престон ставит ряд вопросов, которые пока остаются без ответа.

1. Почему эмиссионные линии металлов возникают между линиями поглощения (раздвоенными)?

2. Почему при появлении эмиссионных линий гелия наблюдается эмиссия линий металлов, а не их ионов?

3. Почему в спектре U Mon видна эмиссия гелия, которая отсутствует в спектре R Sct?

4. Почему у R Sct в линиях водорода виден только один наложенный на эмиссию компонент поглощения, а у U Mon их два?

5. Почему эмиссионная линия H_{α} , наблюдающаяся во всех фазах, возникает с одной стороны по отношению к обоим компонентам поглощения?

Возможно, что ответы на некоторые из этих вопросов можно найти, если вспомнить, что у R Sct нет медленного колебания блеска и лучевых скоростей, а у звезды U Mon оно есть.

§ 8. Общие выводы

Рассмотрим теперь вопросы о пульсационных движениях в оболочке звезды типа RV Tau и тех физических изменениях, которые их сопровождают. Прежде всего рассмотрим явления, возникающие при «быстрых» колебаниях блеска.

Паренаго (1937) и впоследствии Цесевич (1951) сравнивали кривые изменений блеска, лучевых скоростей, «фотометрического» и «кинематического» радиусов металлического и водородного слоев AC Her. При этом они использовали лучевые скорости этой звезды, найденные Сэнфордом.

П. П. Паренаго установил, что «фотометрический» радиус изменяется на $18 \cdot 10^6$ км, достигая максимального значения в минимуме блеска. Амплитуда колебаний радиуса «металлического» слоя оказалась гораздо большей: $41 \div 42 \cdot 10^6$ км, а водородного — еще большей: $38 \cdot 10^6$ км. Максимального значения радиус металлического слоя достигает на $0^p,1$ раньше минимума блеска. Колебания размеров «водородного» слоя запаздывают. Его радиус достигает максимального значения через $0^p,05$ после минимума блеска и через $0^p,15$ после достижения «металлическим» слоем его наибольших размеров. Все это следствие существенной стратификации оболочек таких звезд.

Цесевич располагал более надежными определениями показателей цвета и, произведя аналогичный анализ, пришел к выводам, которые в некоторых деталях отличаются от выводов Паренаго. Рассматривая совпадения фаз различных явлений, он обнаружил:

1) кривая изменения радиусов металлического слоя следует в одной фазе не с кривой блеска, а с кривой показателя цвета;

2) изменения вида спектра (появление эмиссионных линий водорода, изменение интенсивности полосы G и т. п.) также происходит в одной фазе с изменением показателя цвета;

3) лучевые скорости, определенные по линиям поглощения металлов, следуют в одной фазе с изменением блеска. Лучевые же скорости, определенные по линиям водорода, изменяются в одной фазе с изменением показателя цвета, который в своих колебаниях, как было показано выше, опережает изменения блеска на $0,10-0,12$ долей периода.

Все эти выводы основаны на не очень хороших определениях лучевых скоростей, выполненных Сэнфордом. Теперь мы располагаем гораздо лучшими определениями лучевых скоростей U Mon, принадлежащими Престону. Результаты могут быть проверены.

Цесевич переработал наблюдения Престона. Были выбраны такие элементы, которые дали бы возможность сравнивать моменты экстремумов. Медленное колебание лучевых скоростей было снято. В результате получена кривая лучевых скоростей, которая изображена на рис. 45 одновременно с кривыми блеска и показателей цвета. Кривая изменения лучевых скоростей построена по смещениям линий железа. Сравнение кривых подтверждает выводы 1) и 2).

Кривые изменений ΔR и $B - V$ синфазны; максимального значения ΔR достигает одновременно с $B - V$. Кривая блеска запаздывает на $0^p,1$. Амплитуда изменений ΔR близка к $2 \cdot 10^7$ км. Во вторичном максимуме ΔR достигает больших значений. Такая роль вторичного максимума уже отмечалась при описании свойств R Sct. Это должно быть учтено при построении теории звезд типа RV Tau.

При построении кривой изменения радиуса обращающегося слоя не учитывались разрывы в кривых лучевых скоростей, открытые Абтом. Как они скажутся на изменениях радиуса? Для ответа на этот вопрос вернемся к рис. 32. В его верхней части изображена кривая изменения ΔR , заимствованная из рис. 45, в нижней — кривая

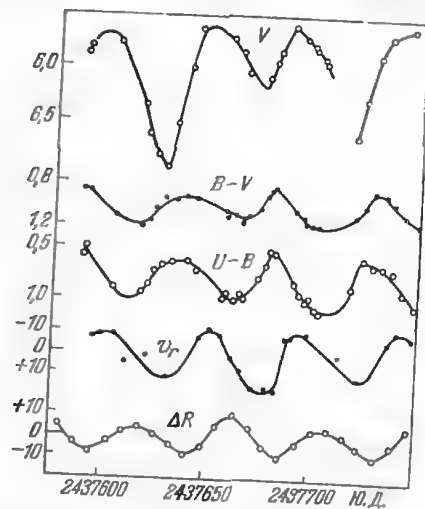


Рис. 45. Изменения блеска, показателей цвета и лучевой скорости обращающегося «металлического» слоя U Mon. Нижняя кривая — изменения радиусов обращающегося слоя. См. также рис. 32.

изменения ΔR , вычисленная путем интегрирования разрывных кривых лучевых скоростей; каждая ветвь была приписана дискретному слою. Ход кривых остается таким же, но амплитуда радиуса слоя возрастает до $50 \cdot 10^6$ км, т. е. более, чем вдвое. Таким образом, если принять точку зрения Абта, то изменения радиуса обращающегося слоя (на $50 \cdot 10^6$ км) оказываются сравнимыми со всем радиусом фотосферы, который можно оценить в $100 \cdot 10^6$ км. Если же вспомнить о наличии около звезды оболочки, производящей «околосветные» спектральные линии, и наличии внешней оболочки R Sct, то приходится сделать вывод о

том, что ядро звезды, ограниченное фотосферой, погружено в оболочку, имеющую протяженность до $500 \cdot 10^6$ км!

В связи с этим находятся и результаты Ждановой и Цесевича (1953). Они интерпретировали медленные изменения лучевых скоростей как следствие пульсационных смещений и получили огромные величины для изменения радиуса обращающегося слоя. Амплитуды этих изменений очень велики: у RV Tau $300 \cdot 10^6$ км, у R Sge $395 \cdot 10^6$ км и у U Mon $1240 \cdot 10^6$ км. Такие большие пределы изменений радиуса внешнего слоя кажутся неправдоподобными. Однако если вспомнить, что влияние оболочек у других звезд, таких, как α Her (Дейч), отмечается даже на расстояниях 700 а. с., то замеченные большие амплитуды, быть может, не столь уж невероятны.

§ 9. Заключение

Звезды типа RV Tau — объекты с весьма протяженной оболочкой. Изменения потока излучения, идущего от фотосферы, вызывают изменения в этой стратифицированной оболочке звезды. Отнесение звезды к типу RV Tau производится в соответствии с определенными жесткими требованиями. Принадлежность звезды к этому типу легче всего заметить из наблюдений по опережению кривой изменения показателя цвета кривой блеска. Однако этого может быть недостаточно. Тогда в качестве дополнительного критерия можно использовать размеры и ход петли на диаграмме $U - B$, $B - V$. Кроме того, звезды должны принадлежать к спектральным классам F — G.

С этой точки зрения отнесение UU Her к звездам типа RV Tau неправильно. Точка, представляющая звезду на диаграмме $U - B$, $B - V$, не описывает петли. Скорее можно отнести к звездам типа RV Tau тот особый объект, который недавно удивил астрономов тем, что на время прекратил колебания блеска. Мы говорим о цефеиде RU Cam. Это углеродная звезда и этим она сходна с AC Her. Что же касается прекращения колебаний блеска, то они, как известно, свойственны звездам типа RV Tau.

Один из будущих важных вопросов исследования — выявление различия физических условий у двух групп звезд типа RV Tau: «медленной» и «быстрой», если судить

по их скоростям движения. В области теории звезд типа RV Тау еще очень мало сделано. Для расчета пульсационных движений необходимо располагать моделью звезды в ее статическом состоянии, мы же мало что знаем о структуре оболочки звезды, превращающейся в гиганта.

ЛИТЕРАТУРА

- А б т, 1955 — Abt H., *ApJ* 122, 72.
 А л и е в А. А., 1965, *Астрон. цирк.*, 377.
 А л и е в А. А., 1966, *АЖ* 43, 990.
 А н е р т, 1949 — Ahnert P., *AN* 277, 90.
 Б е й е р, 1949 — Beyer M., *Erg. Band AN* 11, Nr. 4, 19.
 В а у т, 1940 — Voute J., *Lembang Ann.* 8, 42.
 Г а п о ш к и н С., 1950 — Gaposchkin S., *Harv. Ann.* 115, Nr. 13.
 Д е й ч, 1963 — Deutsch A., *Монография «Звездные атмосферы»*, под ред. Дж. Л. Гринстейна, стр. 534; русск. перев., ИЛ.
 Д ж о й, 1952 — Joy A., *ApJ* 115, 25.
 Ж д а н о в а И. Г., 1953, *ПЗ* 9, № 79, стр. 7.
 Ж д а н о в а И. Г., и Ц е с е в и ч В. П., 1953, *Изв. Одесск. АО*, т. III, стр. 3.
 К а м е р у н, 1956 — Kamery F., *Тезисы Гарвардского Университета, США*.
 К о в а л ь Г. Т., 1953, *Изв. Одесск. АО*, т. III, стр. 313.
 Л о р е т а Е., 1938 — Loreta E., *AN* 267, 399.
 М а к Л а ф л и н, 1939 — McLaughlin D., *Michigan Publ. vol. VII*, 2, 57.
 Н а б о к о в М. Е., 1944, *АЖ* 21, 164.
 П е й н - Г а п о ш к и н а Ц., Б р е н т о н В. К. и Г а п о ш к и н С., 1943 — Payne-Gaposchkin C., Brenton V. K., Gaposchkin S., *Harv. Ann.* 113, Nr. 1.
 П а р е н а г о П. П., 1934, *АЖ* 11, 95.
 П а р е н а г о П. П., 1937, *Монография «Переменные звезды»*, том I, стр. 168.
 П е р е п е л к и н а Е. Д. (П а в л о в с к а я), 1950а, *ПЗ* 7, № 71, стр. 226.
 П е р е п е л к и н а Е. Д. (П а в л о в с к а я), 1950, *ПЗ* 7, № 71, стр. 230.
 П р е с т о н, 1962 — Preston G. W., *ApJ* 136, 866.
 П р е с т о н, 1964 — Preston G. W., *ApJ* 140, 173.
 П р е с т о н, К ш е м и н с к и й, С м а к, В и л ь я м с, 1963 — Preston G. W., Krzeminski W., Smak J., Williams J. A., *ApJ* 137, 401.
 Р о з и н о, 1951 — Rosino L., *ApJ* 113, 60.
 С а н ф о р д, 1928 — Sanford R., *ApJ* 73, 364.
 С а н ф о р д, 1932 — Sanford R., *ApJ* 77, 120.
 С а н ф о р д, 1934 — Sanford R., *ApJ* 79, 77.
 Ц е с е в и ч В. П., 1951, *ПЗ* 8, № 74, стр. 121.
 Ц е с е в и ч В. П., 1952, *Астрон. цирк.* № 131.
 Ц е с е в и ч В. П., 1953, *Изв. Одесск. АО*, т. III, стр. 293

ЗВЕЗДЫ ТИПА RR ЛПРЫ

В. П. Цесевич

В 1895 г. Бейли на Гарвардской обсерватории обнаружил несколько короткопериодических переменных звезд, входящих в звездное скопление ω Центавра. Изучая эти переменные звезды, Бейли разделил их на три подкласса в зависимости от продолжительности периода и формы кривой изменения блеска.

§ 1. Классификация звезд типа RR Lyr

Согласно классификации Бейли необходимо учитывать величину асимметрии кривой $\epsilon = (\text{Max} - \text{Min}) : P$, где Min — момент минимума, Max — момент последующего максимума и P — период.

В подтип RRa были включены звезды, обладающие величиной ϵ , заключенной в пределах от 0,1 до 0,2 и амплитудами около $1^m,5 - 2^m,0$. Их периоды заключены в пределах от $0^d,35$ до $0^d,55$. (Правда, известна исключительная звезда TV Lib, имеющая период, равный $0^d,2696$).

В подтип RRb включаются звезды, имеющие ϵ в пределах от 0,2 до 0,3. Их амплитуды несколько меньше, а периоды длиннее (от $0^d,5$ до $0^d,8$).

Третий подтип RRc характеризуется почти симметричными кривыми блеска ($\epsilon \approx 0,4 - 0,5$), небольшими амплитудами (около $0^m,5$) и короткими периодами ($0^d,2 - 0^d,4$). На рис. 46 изображены кривые блеска трех типов звезд.

В 1899 г. Флеминг открыла звезду восьмой величины, получившую обозначение RR Lyr. Она оказалась принадлежащей к тому же типу.

Все подобные звезды стали называться звездами типа RR Lyr.

Впоследствии оказалось, что классификация Бейли нуждается в дополнении. Было открыто и исследовано сравнительно небольшое количество звезд, обладающих периодами, превосходящими сутки, которые по ряду признаков надо отнести не к цефеидам, а к звездам типа RR Lyr. Таковы, например, CE Her ($P = 1^d, 209$), BL Her ($P = 1^d, 307$), VZ Aql ($P = 1^d, 668$) и др. Недавно Мандель закончил изучение зависимости формы кривой их блеска

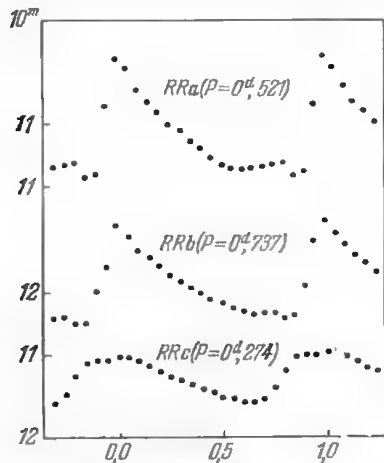


Рис. 46. Кривые изменения блеска звезд, принадлежащих к подклассам RRA, RRb и RRe.

И эта расширяющаяся классификация, по-видимому, также неполна, так как существует загадочный объект — звезда AC And, у которой наблюдаются два периода, $0^d, 5251$ и $0^d, 7112$, интерферирующих между собой по очень сложному закону.

Кроме того, было обнаружено, что на кривых блеска, помимо уже упомянутых выше, видны задержки и вторичные волны, как в области минимума, так и на восходящей ветви.

Область звезд типа RR Lyr дополнилась и со стороны коротких периодов. Была открыта звезда CY Aql, имеющая период, равный всего 88 минутам! Подобные звезды теперь называют «карликовыми цефеидами». Им посвящена седьмая глава этой монографии.

Престон и Пачинский считают, что задержка в возрастании блеска на восходящей ветви характерна для

звезд подтипов RRA и RRe, но не происходит у звезд подтипа RRb.

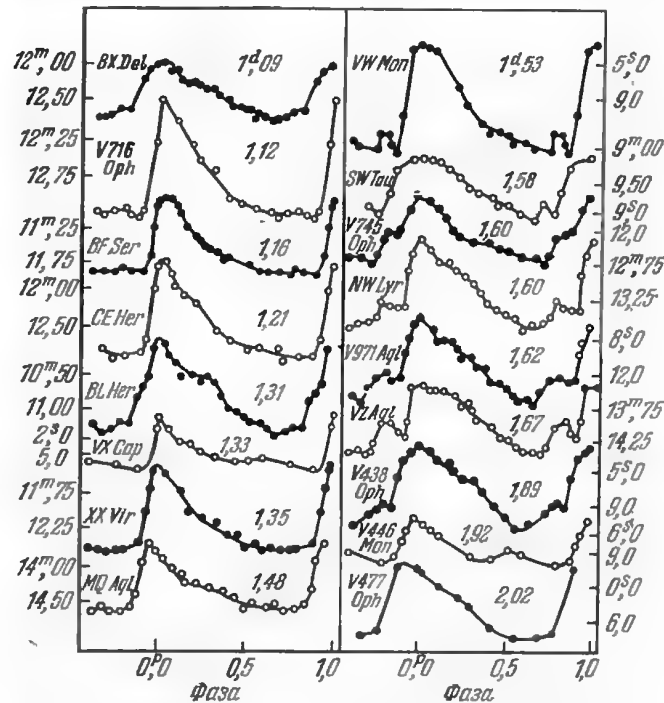


Рис. 47. Кривые изменения блеска долгопериодических звезд типа RR Lyr.

звезд подтипов RRA и RRe, но не происходит у звезд подтипа RRb.

§ 2. Стабильность колебаний блеска

Звезды типа RR Lyr обладают короткими периодами. Поэтому уже на протяжении полувека они испытывают десятки тысяч колебаний и являются удобными объектами для изучения стабильности происходящих процессов.

Для этой цели советские наблюдатели организовали в 1930—1933 гг. коллективное исследование более чем ста

звезд такого типа. Наблюдения производились визуально и частично фотографически. Работа была возобновлена в 1958 г., в соответствии с одной из резолюций Московской ассамблеи Международного астрономического союза. Теперь элементы переменных звезд регулярно выверяются в Одесской обсерватории на основании новых наблюдений, а в Краковской обсерватории издаются эфемериды, помогающие организовывать наблюдения. Данные этих многочисленных наблюдений были использованы Цесевичем для изучения стабильности колебаний блеска около 200 звезд типа RR Lyr (Цесевич, 1966).

Для изучения постоянства периодов был применен очень простой метод. Если период постоянен, то все наблюдённые моменты максимумов должны представляться формулой

$$M_E = M_0 + P \cdot E,$$

где M_E — эфемеридный момент максимума, P — период, E — целое число, номер максимума. Разности наблюдённых и вычисленных по такой формуле моментов $O - C = M_{\text{набл}} - M_E$ представляются графически в зависимости от номера E . В случае изменения периода на графике появляются систематические отклонения.

К истолкованию такого графика надо подходить осторожно. Во многих случаях мы можем встретиться с кажущимися изменениями, вызванными накоплением случайных иррегулярных небольших колебаний периода.

На протяжении 50—60 лет, охваченных наблюдениями, у ряда звезд период изменялся скачкообразно. При этом у большинства объектов такое изменение происходило за такой долгий промежуток времени один раз. На рис. 48 изображен график $O - C$ для SZ Hya по наблюдениям Ланге, дополненным фотографическими наблюдениями Робинсона (1967). На нем видно однократное, но резкое скачкообразное изменение периода (сокращение на 15 сек).

Были случаи, когда период звезды изменялся дважды. При этом после вторичного изменения период возвращался к своему прежнему значению. На рис. 49 приведен график остатков $O - C$ RV CrB ($P = 0^d,3317$; RRc). В последнем случае видно, что остатки $O - C$ достигли почти двух суток, что в шесть раз превосходит само значение периода!

Очень небольшое количество звезд обладает периодами, равномерно сокращающимися или увеличивающимися. Это SW And (RRa, $P = 0^d,4422$), XZ Cyg (RRa, $P = 0^d,4666$) (сокращают периоды), DM Cyg (RRa, $P = 0^d,4199$) и AR Per (RRa, $P = 0^d,4255$). В этих случаях график остатков $O - C$ изображается параболической кривой, а элементы имеют вид

$$M_E = M_0 + P \cdot E + aE^2.$$

Если $a < 0$, то происходит уменьшение периода, а при $a > 0$ — его увеличение.

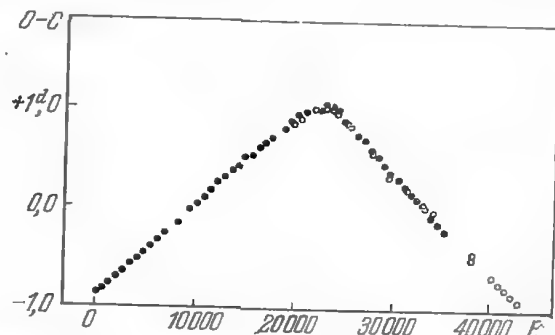


Рис. 48. График изменения остатков $O - C$ у звезды SZ Hya.

Вместе с тем выяснилось, что существуют звезды типа RR Lyr, которые на протяжении 50 и более лет сохраняют свои периоды неизменными. Таковы звезды AA Aql (RRa, $P = 0^d,3618$), TV Lib (RRa, $P = 0^d,2696$) и U Tri (RRa, $P = 0^d,4473$).

Таким образом, с точки зрения стабильности колебаний звезды типа RR Lyr весьма разнообразны. Это, безусловно, должно получить свое физическое истолкование.

У звезд типа RR Lyr наблюдается еще одно явление, которое было открыто в начале нашего столетия С. Н. Блажко. Оно состоит в периодическом изменении периода и формы кривой блеска. Блажко открыл его и подробно исследовал на примере двух звезд — XZ Cyg и RW Dra.

У первой из них период основного колебания равен $0^d,4665$. Моменты максимумов блеска отклоняются от

линейной формулы в ту или иную сторону — запаздывают или предварают эфемеридные. Эти колебания происходят

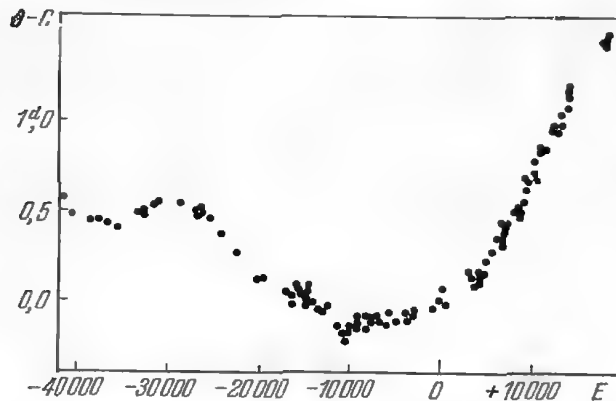


Рис. 49. График изменения остатков $O - C$ у звезды RV CrB.

с периодом $\Pi = 57^d,24$. У RW Dra $P = 0^d,4429$, а $\Pi = 41^d,72$.

Синхронно изменяется и форма кривой блеска.

§ 3. Спектральные особенности звезд типа RR Lyr

Первыми, кто обратил внимание на существование спектральных особенностей звезд типа RR Lyr, были Мюнч и Терразас (1946). Они указали на существование аномалии, состоящей в том, что у разных звезд интенсивности линий поглощения водорода и металлов не соответствуют единому спектральному классу звезды. Позднее Струве и Блаау (1948), изучая спектр RR Lyr, оценили на каждой спектрограмме «водородный» и «кальциевый» спектры и исследовали изменения спектральных классов с фазой.

Ивановская (1953), пользуясь большим рефлектором обсерватории Мак-Дональд, получила спектрограммы нескольких звезд типа RR Lyr, определила их спектральные

классы и установила, что существуют по крайней мере две различные группы звезд, отличающиеся своим химическим составом.

Положение выяснилось после того как Престон (1959) выполнил фундаментальное исследование более чем 120 звезд типа RR Lyr, используя для получения спектрограмм небулярный спектрограф, присоединенный к Кросслеевскому рефлектору Ликской обсерватории. Для определения спектральных классов переменных звезд Престон использовал многочисленные спектрограммы многих «шкальных» звезд V класса светимости в пределах от класса A0 до G2. По сравнению с этими звездами он оценивал интенсивности линий поглощения водорода и линии ионизованного кальция K. Это давало возможность определить для каждой спектрограммы переменной звезды два спектральных класса — «водородный» Sp (H) и «металлический» Sp (Ca⁺). Индекс ΔS , определяющийся формулой

$$\Delta S = -10 [\text{Sp}(\text{Ca}^+) - \text{Sp}(\text{H})],$$

был избран им как характеристика дефицита металлов во внешних слоях звезды. Чем больше этот индекс, тем больше дефицит металлов. Оказалось, что величина ΔS может доходить до 10, т. е. различие спектральных классов может достигать целого класса.

Так как наблюдений было не очень много, и они неравномерно заполняли весь цикл изменения блеска, первой заботой Престона было исследование изменения ΔS с фазой. Он разбил все объекты в соответствии с величиной ΔS на три группы. Для каждой из групп были построены средние кривые изменения «кальциевого» спектрального класса в зависимости от фазы. На рис. 50, в верхней части, показано, как изменяется кальциевый спектральный класс у тех звезд, у которых в минимуме блеска он заключен в пределах от A4 до A7 (кривая, проведенная штрихами, отмеченная цифрой 3). У тех звезд, которые имеют в минимуме блеска кальциевой спектральный класс, заключенный в пределах от A9 до F1, изменения спектрального класса показаны сплошной линией (цифра 2). И, наконец, пунктирная кривая (цифра 1) показывает как меняется спектральный класс у звезд, имеющих в минимуме блеска класс F4 — F6. В средней части рисунка мы видим, как

изменяется с фазой водородный спектральный класс. Мы видим, что здесь разделение на группы отсутствует! Нижняя часть рис. 50 изображает изменение с фазой индекса ΔS для выделенных трех групп. Из данных Престона вытекает, что водородный спектральный класс для всех объектов

в минимуме блеска одинаков и равен F 5,5.

Используя эти свойства, Престон взял в качестве характеристики звезды величину ΔS в минимуме блеска. После этого он исследовал зависимость различных характеристик звезд типа RR Lyr от индекса ΔS . Прежде всего было установлено, что ΔS зависит от периода звезды P . В среднем, чем больше P , тем больше ΔS . Поиски связи величины ΔS с амплитудой успеха не увенчались. Была сделана попытка найти зависимость ΔS от галактических координат. Этого вопроса мы коснемся в следующем разделе, в связи с работами группы сотрудников Вулли.

Ланге (1960) подтвердил основные выводы Престона, в частности, о смешанности ансамбля звезд типа RR Lyr галактического поля, и предложил выделить несколько

разнородных групп объектов. Он предложил для них следующие названия: тип CY Aqr ($\lg P$ в пределах от $-1,18$ до $-0,73$), тип SX UMa ($\lg P$ в пределах от $-0,56$ до $-0,47$), тип RR Lyr ($\lg P$ от $-0,42$ до $-0,14$) и тип CE Her ($\lg P$ в пределах от $-0,09$ до $+0,09$). Это предложение мало чем отличается от классификации Бейли, дополненной в § 1.

Внутри каждого из типов существует своя зависимость кальциевого спектрального класса от периода (рис. 51).

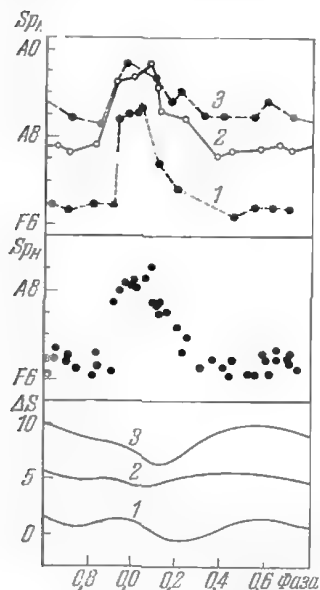


Рис. 50. Изменение спектральных свойств звезд типа RR Lyr, сопровождающее изменение блеска.

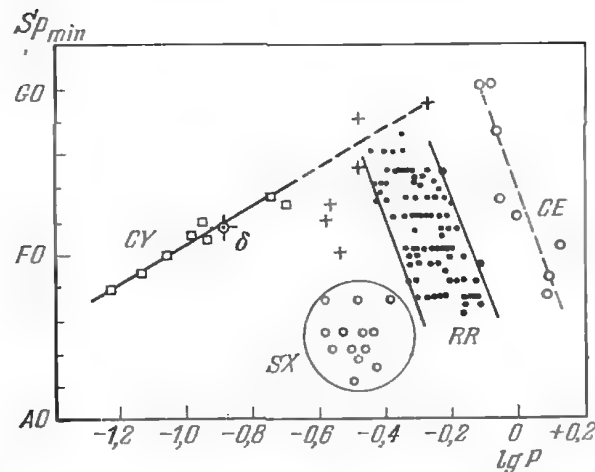


Рис. 51. Разделение звезд типа RR Lyr на группы в соответствии с их спектральными классами.

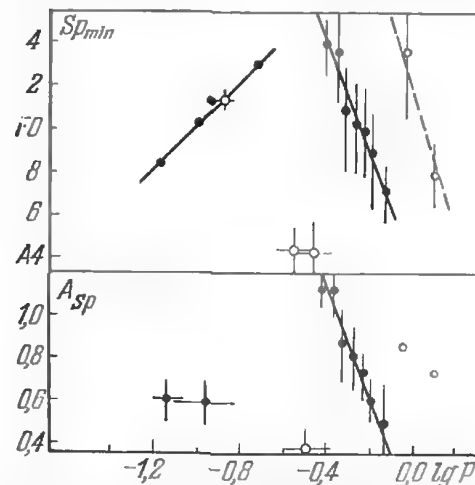


Рис. 52. Зависимость между амплитудой изменения спектрального класса и периодом для звезд различных групп.

Существует также зависимость между амплитудами изменений спектрального класса и логарифмом периода (рис. 52), которую можно заметить также и из рис. 50.

Цесевич (1966) подошел к этой же проблеме с другой точки зрения. Он установил, что те звезды, которые обладают малыми ΔS , имеют наиболее стабильные периоды, в то время как объекты, обладающие большими ΔS , как правило, изменяют свои периоды, притом часто весьма сильно.

На рис. 53 изображены значения спектра по линии Ca II в минимуме в зависимости от величины периода. Кружками изображены звезды, имеющие постоянные периоды, а точками — те, у которых периоды переменны. Разделение на две группы очевидно. Там же треугольниками изображены объекты, сокращающие или удлиняющие свои периоды пропорционально времени. Они, оказывается, обладают такими же спектральными свойствами, что и звезды, имеющие постоянные периоды.

Еще Кукаркин (1949) обратил внимание на то, что в шаровых звездных скоплениях отсутствуют звезды типа RR Lyr, имеющие периоды, заключенные в пределах от $0^d,425$ до $0^d,435$, в то время как в галактическом поле они встречаются. Это послужило основанием считать, что ансамбль звезд типа RR Lyr галактического поля смешанный. Рис. 53 показывает, что такого резкого разделения нет. Существуют объекты, имеющие более продолжительные периоды (например, UY Cyg), которые вынуждают все характеристики I типа звездного населения: малое ΔS , малую z -координату и стабильный период. Мы также можем найти звезды, имеющие более короткие периоды (например, RR Gem), у которых имеют место признаки объектов II типа населения, родственного звездам, входящим в звездные скопления. У них нестабильные периоды, большее ΔS . Во всяком случае, высказанное Кукаркиным предположение принесло существенную пользу для изучения всего ансамбля звезд типа RR Lyr.

К вопросу об изменении величины ΔS в зависимости от фазы мы еще вернемся далее.

Сообщенные Престоном данные о спектральных классах звезд типа RR Lyr дают возможность исследовать, как изменяется водородный спектральный класс для различных значений периода.

Мы произвели соответствующее осреднение, результаты которого приведены в табл. 18 и 19.

Таблица 18

Звезды типа RRc

$\bar{P}$	Sp (H)	n
$0^d,245$ $0,319$	A 8,8 F 0,6	4 5

Таблица 19

Звезды типов RRa и RRB

Все звезды			Звезды, имеющие постоянные P			Звезды с сильным изменением P		
$\bar{P}$	Sp (H)	n	$\bar{P}$	Sp (H)	n	$\bar{P}$	Sp (H)	n
$0^d,270$	F 5,0	1	—	—	—	—	—	—
0,381	F 5,4	7	$0^d,340$	F 5,5	4	$0^d,397$	F 0,6	1
0,458	F 4,8	32	0,450	F 5,4	7	0,459	F 4,0	8
0,557	F 5,1	30	0,559	F 5,2	5	0,551	F 4,2	7
0,635	F 5,2	8	0,610	F 5,5	2	0,662	F 4,5	2
0,731	F 5,4	5	—	—	—	0,718	F 5,5	2
0,862	F 6,0	2	—	—	—	—	—	—
1,186	F 5,2	5	—	—	—	—	—	—

Из табл. 18 и 19 видно, что действительно, у всех звезд водородный спектральный класс в минимуме практически одинаков. Однако мы выделили из общей массы звезд такие объекты, у которых периоды совершенно постоянны, и такие, у которых наблюдаются очень большие изменения периода. Можно видеть, что последние обладают более ранними спектральными классами, правда, всего на 0,1 целого спектрального класса. Возможно, что это имеет реальное физическое значение.

Из тех же таблиц видно, что водородный спектральный класс звезд типа RRc более ранний, чем у звезд типов RRa и RRb.

Обнаружив различие в содержании металлов в атмосферах звезд типа RR Lyr, Престон (1961) решил проверить

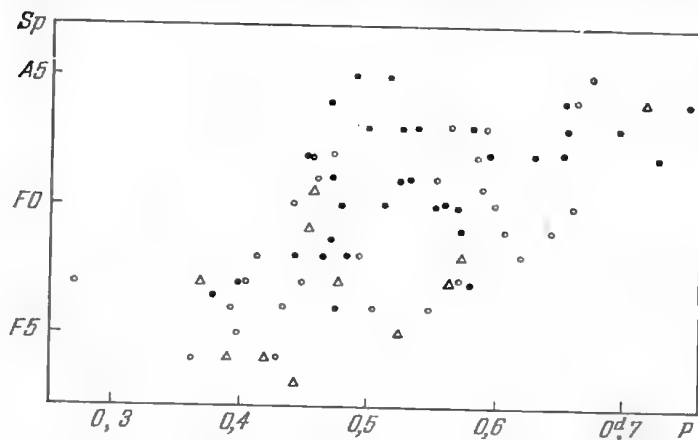


Рис. 53. Зависимость величины ΔS от стабильности колебаний блеска.

свои результаты путем исследования их спектров методом кривых роста. Он изучил три звезды. Впоследствии Дандигер и Оук (1967) исследовали четвертую — VZ Cnc.

Таблица 20

Химический состав

Элемент	RR Lyr	X Ari	DX Del	VZ Cnc	Элемент	RR Lyr	X Ari	DX Del	VZ Cnc
Al	-1,5	-3,0	—	—	Mn	-1,5	-3,2	+0,2	—
Ca	-1,0	-2,4	0,0	0,0	Fe	-1,2	-2,8	-0,0	-0,0
Sc	-1,7	-3,1	-0,5	0,3	Sr	-2,0	-3,5	+0,6	-0,5
Ti	-1,3	-2,6	-0,1	-0,4	Y	-1,2	—	—	—
V	-1,8	—	-0,7	-0,7	Ba	-1,8	—	-0,8	—
Cr	-1,1	-3,1	0,0	-0,2					

В табл. 20 сравнивается содержание химических элементов ($\lg N/N_{\odot}$) в атмосферах этих четырех звезд и в солнечной атмосфере.

Различие химического состава очевидно. Первые две звезды имеют большие ΔS , а у последних двух ΔS близко к нулю.

§ 4. Кинематика звезд типа RR Lyr

Собственные движения и лучевые скорости звезд типа RR Lyr неоднократно изучались с целью определения светимостей и пространственных скоростей этих объектов. Правда, материал все еще беден для обстоятельных статистических исследований.

Кроме того, исследователь встречается с рядом трудностей. Во-первых, собственные движения невелики и потому определены не очень точно. Во-вторых, лучевые скорости переменны, их не так легко освободить от влияния пульсационных движений, так что собственная лучевая скорость звезды (γ) определяется не очень надежно. В-третьих, при определении расстояний существенную роль играет космическое поглощение света, а межзвездная среда клочковата.

Наконец, уже нет сомнения в том, что весь ансамбль звезд типа RR Lyr смешанный. Поэтому надо исследовать движения объектов, входящих в однородные подгруппы. К 1967 г. определены собственные движения только для 157 звезд, а лучевые скорости для 171, так что при разбивке на группы в них входит еще меньшее количество объектов, что делает выводы, основанные на применении статистических методов исследования, еще менее уверенными.

К тому же, как это будет видно из дальнейшего, принципы разделения на группы до последнего времени были неясными, что до некоторой степени повлияло на результаты проведенных к нашему времени исследований.

Очень подробное исследование было опубликовано Павловской (1953). Ее первой заботой было определение средней абсолютной звездной величины звезд типа RR Lyr. Отобрав наилучшие данные о движении 69 звезд, она нашла, что $M = +0^m,58 \pm 0^m,18$. При этом дисперсия

абсолютных величин оказалась очень большой, а именно $m = 0^m,60$. Это привело Павловскую к заключению, что ансамбль звезд типа RR Lyr — смешанный. Она подтвердила это утверждение тем, что, как это следовало из определений тригонометрического параллакса, звезда SX Phe имеет абсолютную величину, близкую к $M = +4^m,3$.

Располагая данными о распределении гравитационного потенциала внутри Галактики, Павловская смогла вычислить для каждой звезды ее скорость освобождения из Галактики V_∞ . Сравнивая наблюдаемые скорости с V_∞ , она пришла к заключению, что 15% исследованных звезд покидают Галактику. Кроме того, было обнаружено несколько звезд, имеющих обратные движения.

Этот вывод представляется слишком смелым. Если сравнить разности $V - V_\infty$ с вероятными ошибками определений пространственных скоростей, то Галактику покидают только четыре звезды: UY Boo, RV Car, RZ Ser и VY Ser. Особо надо оговорить случай RV Aqi. Это «карликовая цефеида», и ее светимость ниже, чем принятая Павловской. Следовательно, расстояние переоценено, что привело к преувеличенному значению скорости движения.

По данным Павловской обратное движение в Галактике имеют следующие звезды: RW Cen, RV Car, U Cam, AR Her, ST Leo, TU Per, RU Psc и UU Vir.

Обратив внимание на смешанность ансамбля звезд типа RR Lyr, Павловская разделила все звезды на две подгруппы. Как мы покажем дальше, это разделение было сделано не вполне удачно. К I подгруппе она отнесла звезды, удовлетворяющие двум требованиям. Их периоды должны быть короче $0^d,40$, а асимметрия кривой блеска e больше 0,25. Все остальные звезды были отнесены ко II подгруппе.

Павловская нашла, что обе подгруппы существенно отличаются друг от друга по своей кинематике, особенно по скорости движения Солнца относительно них.

Кроме того, Павловская изучила зависимость peculiarной лучевой скорости V_r от продолжительности периода P . Впрочем, на эту зависимость обращали внимание и до нее, в том числе О. Струве (1950). Вот численные данные, полученные ею.

Период	$\bar{P}$	$\overline{V_r}$ км/сек	n
$P < 0^d,30$	$0^d,196$	$46,4 \pm 10,4$	17
$0,30 < P < 0^d,40$	$0,352$	$60,4 \quad 9,1$	20
$0,40 < P < 0^d,50$	$0,458$	$75,2 \quad 13,6$	30
$0,50 < P < 0^d,60$	$0,559$	$89,5 \quad 12,0$	49
$P > 0,65$	$0,772$	$56,8 \quad 10,9$	16

На первый взгляд данные таблицы показывают, что чем длиннее период, тем больше $|\overline{V_r}|$. Понижение этой величины при наиболее продолжительных периодах трудно объяснить, так как в этой группе содержатся только типичные представители класса RR Lyr и в этой части ансамбль может считаться «чистым».

В конце работы Павловская определила полуоси эллипсоида скоростей и еще раз подтвердила смешанность ансамбля.

Впоследствии эту же проблему рассматривали Миссана и Плаут (1962). Они получили значение средней абсолютной фотографической величины $M = 0^m,0 \pm 0^m,3$, т. е. вернулись к тем определениям, которые были найдены до Павловской.

Недавно результаты Павловской были ревизованы Вулли, Хардингом, Кассельс и Саундерс (1965). В этой работе использованы более богатые данные, так как к этому времени накопились обширные определения лучевых скоростей, собственных движений, а также фотоэлектрических определений видимых звездных величин звезд в системе U , B и V . Кроме того, были учтены данные Престона и др. о величине ΔS , характеризующей дефицит металлов — важной характеристике физического состояния и химического состава звезд. Это тем более важно, что уже Престон (1959) обратил внимание на то, что величина ΔS сказывается на характеристиках кинематики звезд типа RR Lyr. При малых ΔS кинематика более спокойна, чем при больших. Анализируя в первую очередь данные о лучевых скоростях, пользуясь методом Браве, Вулли и др. определили компоненты средних скоростей групп

звезд, распределенных в согласии с величинами ΔS . Эти данные приведены ниже.

Пределы, ΔS	Компоненты скорости км/сек			n	$\bar{P}$
	u_0	v_0	w_0		
0,1,2	-11	-66	-37	27	0,36
3,4	-5	-189	-20	18	0,51
5,6	-18	-214	-68	23	0,54
7,8,9	-16	-173	-11	33	0,59

Из этой таблицы видно, что группа звезд с малыми ΔS существенно выделяется своей кинематикой. Это вполне совпадает с выводами Павловской, так как эта группа звезд обладает самыми короткими периодами и целиком входит в найденную ею I группу.

Затем было проведено тщательное исследование собственных движений, было учтено межзвездное поглощение и получены окончательные результаты, сводящиеся к следующему.

Весь ансамбль может быть разбит на три группы. Первая группа содержит звезды, имеющие периоды короче 0^d,44. Она в свою очередь разбивается на две подгруппы: Ia, в которую входят звезды подкласса Бейли RRa, и Ib, содержащую звезды подкласса Бейли RRc.

В принципе эта подгруппа Ib должна совпадать с группой I Павловской, так как у нее поставлено второе условие $\varepsilon > 0,25$, на которое Вулли и др. не обратили внимания. К сожалению, это не совсем так, как будет показано ниже.

В группу II Вулли и др. включают все звезды, обладающие периодами, большими 0^d,44.

Можно оценить абсолютные величины звезд каждой группы тремя способами, используя дисперсии лучевых скоростей и скоростей, выведенных из собственных движений по α и по δ . Так, сравнивая скорости $(V_0)_\alpha$ и $(V_0)_\delta$, Вулли получил для звезд II группы $M_v = 0^m,35 \pm 0^m,32$. Исходя из дисперсий μ_α , он нашел $M_\alpha = +0^m,89$, а по μ_δ — величину $M_\delta = +0^m,50$. Таким образом для звезд II группы найдено $M = +0^m,52 \pm 0^m,30$, в полном

согласии с данными Павловской. Аналогично для группы Ib были определены три значения: $M_p = +1^m,22 \pm 0^m,83$; $M_\alpha = +2^m,60$ и $M_\delta = +1^m,37$. Таким образом, для звезд типа RRc, в среднем.

$$M = +1^m,60 \pm 0^m,53,$$

т. е. в Галактике эти объекты на одну звездную величину слабее остальных звезд типа RR Lyr.

Интересно также отметить, что среди звезд II группы нет различия в абсолютной величине у объектов, имеющих различные ΔS . Это видно из следующих данных.

Пределы, ΔS	M (по V_0)	M (по дисперсии)	Число звезд	
			n_p	n_μ
$\Delta S \leq 7$	$+0^m,43 \pm 0^m,63$	$+0^m,56$	30	30
$\Delta S \geq 6$	$+0^m,36 \pm 0^m,73$	$+0^m,75$	39	28

Вместе с тем существует зависимость между абсолютной величиной и периодом. Вулли и др. получили следующую сводную таблицу, представляющую известный интерес.

Пределы, P	M (по V_0)	M (по дисперсии)	Число звезд	
			n_p	n_μ
$P \leq 0^d,37$	$+2^m,34 \pm 0^m,8$	$+2^m,78$	34	29
$0,38 \leq P \leq 0,44$	$-2,2 \pm 2,7$	$+1,1$	18	22
$0,45 \leq P \leq 0,51$	$+0,92 \pm 0,64$	$+0,85$	38	31
$0,52 \leq P \leq 0,57$	$+0,78 \pm 0,62$	$+0,80$	37	32
$0,58 \leq P$	$-0,38 \pm 0,47$	$+0,29$	44	42

Эти авторы предлагают объединить все данные единой зависимостью между периодом и светимостью вида $M = M_0 - 2,5 \lg P$, где $M_0 = +0^m,13 \pm 0^m,52$ при $P \leq 0^d,44$ и $M_0 = -0^m,10 \pm 0^m,21$ при $P \geq 0^d,45$.

В самом конце исследования Вулли и др. вычислили абсолютные величины по формуле $M = 0 - 2,5 \lg P$, а по ним расстояния для всех звезд, у которых величины V определены фотоэлектрически, и нашли пространственные скорости движения. На рис. 54 изображена диаграмма скоростей по отношению к Солнцу, которое отмечено крестом. Поскольку Солнце движется со скоростью, близкой к 250 км/сек, то из рис. 54 видно, что около $1/4$ звезд имеет обратные движения в Галактике. Вместе с тем очевидно,

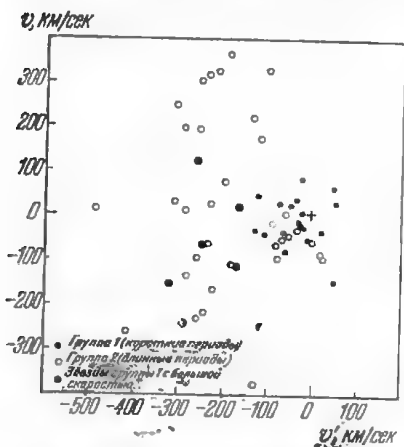


Рис. 54. Диаграмма пространственных скоростей звезд типа RR Lyr.

что ряд звезд типа RRc по характеру своих движений родственны звездам II группы. Выделяются звезды, имеющие короткие периоды. Их скорости движения такие же, как у Солнца.

Наконец, располагая данными о пространственных скоростях звезд, Вулли и др. вычислили оскулирующие галактические орбиты. При сопоставлении элементов этих орбит — эксцентриситетов и наклонностей — они обнаружили определенные корреляции, которые сводятся к

следующему. Короткопериодические звезды имеют меньшие эксцентриситеты и меньшие наклонности и все движутся в Галактике в прямом направлении. Что же касается звезд II группы (обладающих большими периодами), то большинство из них имеют очень большие эксцентриситеты орбит, а наклонности могут быть какими угодно (от 0 до 180°). Подмечена также зависимость между эксцентриситетом и наклонностью, но она вряд ли реальна. Вулли (1965) пытается объяснить такое распределение орбит, исходя из соображений об эволюции Галактики, однако, это объяснение также можно считать преждевременным.

Заканчивая описание современного состояния вопроса о кинематике ансамбля звезд типа RR Lyr, мы вынуждены сделать некоторые критические замечания.

Все исследователи, которые были упомянуты выше, подходили к имеющемуся в их распоряжении материалу совершенно формально, без учета индивидуальных особенностей изучавшихся ими объектов.

Так, например, Павловская включила в свою I группу карликовые цефеиды, хотя в то время уже было известно, как нашла и она сама, что SX Phe имеет значительно пониженную светимость. Таким образом, и ее I группа, на первый взгляд однородная, состоит из объектов различной природы. Безусловно, эти объекты должны были исказить реальную картину.

Что же касается установления в качестве границы разделения на группы по продолжительности периода величины $0^d,40$ у Павловской и $0^d,44$ у Вулли и др., то эта граница также ничем не оправдана. Это особенно хорошо заметно в работе Р. Вулли и др. Так, в I группу (короткопериодических звезд), они включили такие звезды, как RR Gem, RW Dra, VZ Her и SS Tau. Все эти звезды (из которых две обладают очень переменными периодами и эффектом Блажко) по своим свойствам должны принадлежать группе II. В то же время Вулли и др. включили во II группу такую звезду, как UY Sgr, которая обладает одним из самых постоянных периодов и величиной $\Delta S = 3$. Нет никакого сомнения в ее принадлежности к I группе.

Таким образом, нет грани на множестве периодов, которая разделяла бы звезды на однородные группы. Оба указанных разделения — и Павловской и Вулли и др. — искусственные и ничем не обоснованные. К сожалению, материала для более глубокого исследования еще недостаточно.

Павловская изучила распределение скоростей в плоскости V_0, V_R звезд, принадлежащих по нашим исследованиям к различным классам объектов. Различие их кинематик очевидно. Особенно это хорошо заметно у звезд, имеющих постоянные периоды. Это, кстати, видно и по данным Вулли и др. об элементах оскулирующих орбит. В следующей таблице приведены средние значения элементов, получен-

ные из перегруппированных данных таблиц VII и VIII их работы.

	σ	i	n
Звезды с постоянными P	0,31	18	7
Карликовые цефеиды	0,29	5	3
Звезды, мало меняющие P	0,56	54	3
Звезды, сильно меняющие P	0,63	53	16

Принадлежность их к разным типам звездного населения очевидна.

Остановимся в заключение на свойствах пространственного распределения звезд типа RR Лир. Эта проблема подробно рассматривалась Кукаркиным (1949). Отсылаем за подробностями к этой важной монографии. Применяя к

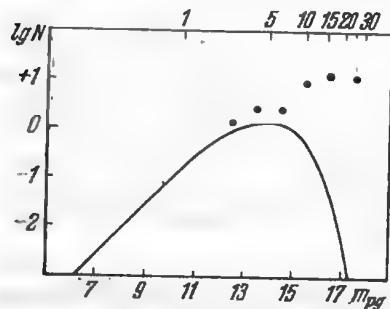


Рис. 55. Зависимость логарифма численности звезд типа RR Лир от видимой звездной величины (сплошная линия — теория, точки — данные последних наблюдений).

Эта модель, по-видимому, должна быть пересмотрена, так как современные поиски слабых звезд типа RR Лир, предпринятые на Ликской обсерватории Кинманом и Виртаненом (1963), показали, что предсказанное Кукаркиным уменьшение пространственной плотности с расстоянием от ядра Галактики резко расходится с действительным (рис. 55).

совокупности звезд типа RR Лир метод Вахакидзе, Кукаркин построил модель подсистемы этих объектов. Она состоит из сплюснутых сфероидов. Центр находится в ядре Галактики. Сплюснутость постепенно уменьшается по мере увеличения большой полуоси сфероида (рис. 16 и 17 монографии Кукаркина). Внешний, охватывающий всю систему сфероид практически не отличается от сферы.

§ 5. Изменение лучевых скоростей и его интерпретация

Изменения блеска звезд типа RR Лир, так же как у цефеид, сопровождаются изменениями их лучевых скоростей. Лучевые скорости изменяются почти в одной фазе с блеском, так, что в момент максимума блеска лучевые скорости отрицательны; это свидетельствует о приближении обращающего слоя к наблюдателю. Момент максимума блеска почти совпадает с моментом максимума отрицательной лучевой скорости. Небольшой сдвиг фаз имеет место, но он, как правило, невелик. Особенно малы сдвиги у звезд типа RR Лир подклассов a и b . У звезд типа RRc сдвиг более заметен. Максимум блеска наступает раньше, чем максимум отрицательной лучевой скорости.

Замечено, что у звезд типа RRa поведение спектральных линий различных химических элементов неодинаково.

Кривые изменения лучевых скоростей, полученные из измерений смещений линий поглощения металлов, плавающие. Те же кривые, которые получаются по линиям водорода, обладают тремя особенностями. Во-первых, во время увеличения блеска линии поглощения раздваиваются. Это дает возможность определить две лучевые скорости: одну — приближающегося к нам слоя, а вторую — удаляющегося. Во-вторых, когда линии раздваиваются, их разделяет иногда появляющаяся внутри линии эмиссия, хорошо заметная на регистраграммах (рис. 56). Эта эмиссия также несколько смещена из состояния покоя; слой,

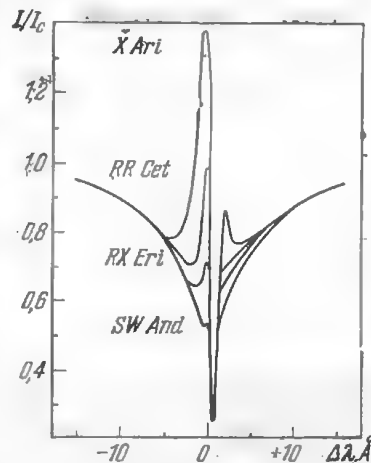


Рис. 56. Регистраграммы, показывающие интенсивность эмиссии внутри линии $H\gamma$, появляющейся во время быстрого роста блеска звезды.

в котором она образуется, может считаться приближающимся к наблюдателю. В-третьих, амплитуда изменения лучевых скоростей, определенных по линиям водорода, больше, чем тех изменений, которые выводятся из измерения смещений линий металлов.

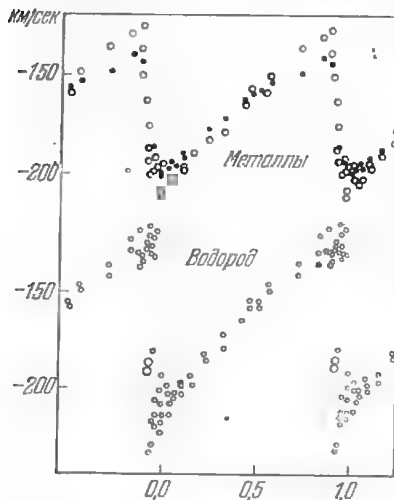


Рис. 57. Изменение лучевых скоростей у звезды SU Dra. Точками отмечены лучевые скорости, определенные по линиям металлов. Большие кружки в верхней части рисунка выделены скорости, полученные по линиям кальция. Большие кружки в нижней части рисунка характеризуют эмиссию.

Эти все показывает, что в оболочке звезды типа RR Лут происходят очень сложные движения слоев. Несомненно, что линии металлов образуются в нижних слоях, а водорода — в более высоких. Нет также сомнения в том, что эмиссия возникает в результате временного повышения температуры в тонком слое, где в результате встречи слоев, движущихся с различными скоростями, появляется ударная волна.

На рис. 57 показано, как изменяются лучевые скорости у звезды типа RRa.

Измерения лучевых скоростей можно обработать математически, если считать, что лучевая скорость равна взя-

той с минусом производной от радиуса звезды по времени. Однако при этом приходится считать, что спектральные линии образуются в одном и том же слое, так что лучевая скорость дает производную по времени радиуса именно этого слоя. Так как колебание блеска сопровождается изменением температуры и плотности, то весьма вероятно, что наблюдающиеся спектральные линии образуются в разных слоях, в различных фазах. Учесть это

очень трудно без наличия точной теории строения пульсирующей оболочки и ее изменений со временем. Пренебрегая этим эффектом, мы имеем, очевидно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= -av_r, \\ R - R_0 &= -a \int v_r dt, \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

где R_0 — неизвестная постоянная интегрирования.

Еще несколько слов об этой формуле (5.1). В нее входит коэффициент a ; он появился потому, что мы наблюдаем лучевые скорости, осредненные по всему диску звезды, в то время как нам нужно знать, чему равна лучевая скорость точки, находящейся в центре диска. Этот множитель приблизительно считают равным 24/17.

Интегрирование можно производить двумя путями. Можно использовать формулы численного интегрирования (скажем, Симпсона). Можно поступить и иначе, а именно, разложить наблюдаемую кривую в ряд Фурье, определить коэффициенты, а затем проинтегрировать при помощи обычного приема. Если в кривой скоростей имеется разрыв, как это видно на рис. 57 для линий водорода, приходится воспользоваться первым способом.

Приведем пример. Воспользуемся спектральными наблюдениями SU Dra, выполненными Оуком, Дживером и Сирлом (1962), которые очень удачно дополняются наблюдениями Престона (1965). На рис. 57, в его верхней части, изображены кривые изменения лучевых скоростей металлов (точки). Выделены лучевые скорости, определенные по линиям ионизованного кальция (кружки).

В нижней части рис. 57 приведены лучевые скорости, определенные по линиям водорода. Большие кружками помечены моменты и лучевые скорости эмиссии. Нулевая фаза соответствует максимуму блеска. На нижней кривой видно, что лучевые скорости водородного слоя терпят разрыв. Поэтому можно проследить за изменением его среднего радиуса от фазы $0^{\text{P}},92$ до фазы $1^{\text{P}},98$, т. е. на протяжении 1,06 периода. Скорость звезды принята равной $\gamma = -161,0$ км/сек.

Величины $\frac{1}{a}(R - R_0)$ дали возможность построить рис. 58, на котором показано, как изменялись средние радиусы металлического, кальциевого и водородного слоев.

Можно сделать следующие общие заключения.

Металлический слой достигает своего наименьшего радиуса при фазе $0^P,91$, а наибольшего при фазе $0^P,38$. Амплитуда изменений радиуса равна $480 a$ тыс. км.

Кальциевый слой достигает своего минимального радиуса при фазе $0^P,91$, а наибольшего при фазе $0^P,39$, т. е.

несколько позднее. Амплитуда изменений его радиуса равна $650 a$ тыс. км.

Поведение водородного слоя иное. Обе ветви, восходящая и нисходящая, пересекаются вблизи фазы $0^P,93$, когда и возникает эмиссия. Относительная скорость двух слоев — старого, сжимающегося, и нового, расширяющегося, очень велика (она превышает 100 км/сек), и образующую ударную волну можно считать сильной. Кратковременный разогрев на ударном фронте и приводит к об-

разованию эмиссии. Амплитуда изменений радиуса водородного слоя очень велика — она достигает $800 a$ км. Максимум радиуса приходится на фазу $0^P,40$, т. е. немного позднее, чем максимумы радиусов металлического и кальциевого слоев.

К сожалению, абсолютные значения радиусов остаются неизвестными, так как нет никаких критериев для определения постоянных R_0 . По-видимому, значения R_0 должны увеличиваться при переходе от металлического слоя к водородному.

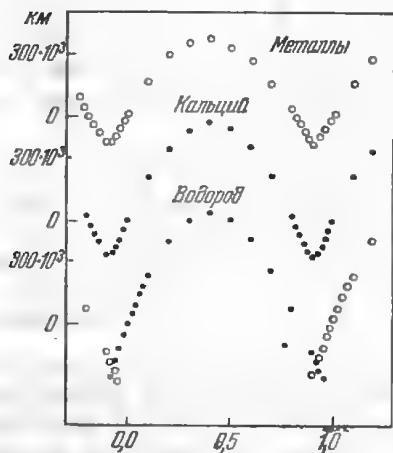


Рис. 58. Изменения радиусов слоев. Максимум блеска при фазе 0.

§ 6. Распределение энергии в спектре и эффективные температуры

Как известно, эффективные температуры звезд типа RR Лир изменяются синхронно с изменением блеска. Поэтому особенно важны измерения распределения энергии в спектре. Такие измерения требуют применения крупных инструментов и большой дисперсии. Поэтому до настоящего времени изучено очень небольшое количество наиболее ярких звезд типа RR Лир.

Первым исследованием, выполненным электроспектрофотометрически, была работа Оука и Бонзака (1960). Они сканировали спектры RR Лир при помощи спектрофотометра, установленного в кассегреновском фокусе 2,5-метрового телескопа обсерватории Маунт Вилсон. Полученные ими данные позволили определить абсолютизированные распределения энергии, которые сообщены в сводной таблице для 26 фаз, охватывающих всю кривую блеска. В этой же таблице приведены данные о распределении энергии в спектре звезд сравнения γ Геркулеса и 40 Льва, имеющих похожие характеристики (спектральный класс F2 II и F6 IV). Интенсивности приведены для 24 длин волн и так как они выражены в звездных величинах, есть возможность построения 24 монохроматических кривых изменения блеска. На рис. 59 приведены некоторые избранные кривые распределения энергии для ряда фаз.

Необходимо упомянуть об одной важной детали этих измерений. Несмотря на то, что применявшаяся дисперсия и разрешающая способность прибора очень высоки, все же приходилось учитывать влияние слабых линий. Поэтому измеренный континуум «поднимался» после того, как были изучены снимки спектра, полученные с очень большой дисперсией и были установлены места этих слабых линий.

Кривая распределения энергии в спектре сравнивалась с набором теоретических кривых де Ягера и Невена для того, чтобы установить, чему в данный момент равны $\theta_e = 5040/T_e$ и логарифм эффективного ускорения силы тяжести $\lg g_{\text{eff}}$.

На рис. 60 изображены изменения этих величин у RR Лир. Главным недостатком этой работы является то,

что наблюдения произведены над звездой RR Lyr, у которой весьма велик эффект Блажко.

Примерно по той же программе выполнены аналогичные исследования SU Dra (Оук, Дживер и Сирл, 1962), X Ari (Оук, 1966) VZ Snc (Данцигер и Оук, 1967). Во всех этих работах из полученных величин делаются общие астрофизические выводы, которых мы коснемся далее.

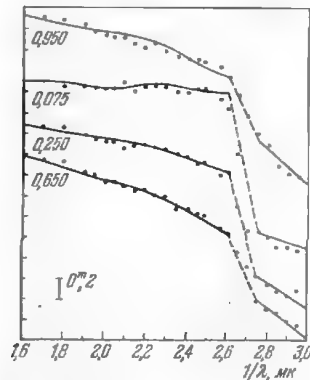


Рис. 59. Кривые распределения энергии в спектре RR Lyr для различных фаз.

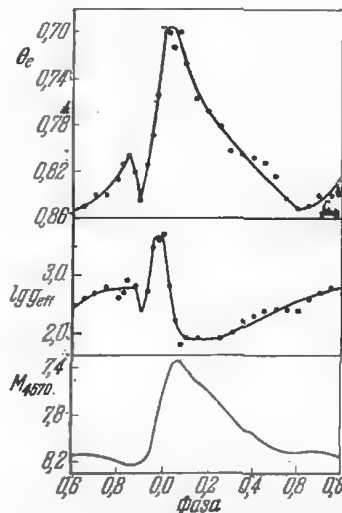


Рис. 60. Изменение физических характеристик RR Lyr с фазой главного колебания.

Спектрофотометрический метод хорош, но он все же требует учета межзвездного покраснения, что несколько понижает его значимость.

Разработан еще один метод, который уже свободен от последнего недостатка. В очень интересной работе Сирл и Оук (1962) предложили определить параметры θ_e и $\lg g_{\text{eff}}$ по профилю водородной линии H_γ . Они вычислили теоретические профили этой линии поглощения в зависимости от этих двух параметров и привели достаточно подробную таблицу интенсивностей, соответствующих величинам $\Delta\lambda$. Измеряя интенсивности, строя наблюдаемый

профиль линии, подгоняют к нему теоретический и определяют θ_e и $\lg g_{\text{eff}}$. В этой работе приведено сравнение θ_e , полученных этим методом и спектрофотометрическим для RR Lyr и SU Dra. Согласие получилось полным. Этот метод теперь применяется во многих исследованиях Престона. Правда, не совсем ясно, как строить наблюдаемые профили в тех случаях, когда внутри линии появляется эмиссия.

Остановимся теперь на описании результатов, полученных Мак Намарой (1965). Он выполнил значительное количество наблюдений звезд типа RR Lyr и карликовых цефеид, пользуясь интерференционными светофильтрами. Их области пропускемости были подобраны так, чтобы внутри них оказывались интересные для изучения области спектра. В частности, фильтр, дающий фотометрическую систему, обозначаемую k , имеет центр области пропускания у длины волны 3930 Å и полуширину полосы 35 Å. Он выделяет полосу, в которую входит спектральная линия К ионизованного кальция. Другой фильтр, имеющий центр полосы около 4040 Å и полуширину 60 Å, дает интенсивность в области, свободной от сильных линий поглощения. Таким образом, индекс $k = 2,5 \lg \frac{I(4040)}{I(3930)}$ характеризует поглощение, производимое линией К, т. е. дает возможность непосредственной количественной оценки параметра ΔS .

Такие же измерения, полученные с фильтром вблизи линии H_β , дают возможность изучить водородное поглощение. Показатель s характеризует величину балмеровского скачка. Очевидно, такие определения свободны от межзвездного поглощения.

Мак Намара пытался интерпретировать результаты своих наблюдений. Для этого он воспользовался калибровочными соотношениями Стремгрена (1963). По индексам s и l он вывел показатели цвета $B - V$, свободные от влияния межзвездного покраснения. Он полагает, что их можно считать показателями собственных цветов звезд типа RR Lyr. Из них Мак Намара получил средние показатели цвета:

$$(B - V)_{\text{med}} = \frac{1}{2} [(B - V)_{\text{max}} - (B - V)_{\text{min}}].$$

Зная введенный выше «кальциевый» индекс k , он смог вычислить поправки $\Delta(B - V)$, возникающие за счет кальциевого поглощения:

$$\Delta(B - V) = (B - V)_k - (B - V).$$

Эта величина коррелирует с величиной ΔS . Из рис. 61 видно, что величина $(B - V)_{\text{med}}$ связана с величиной

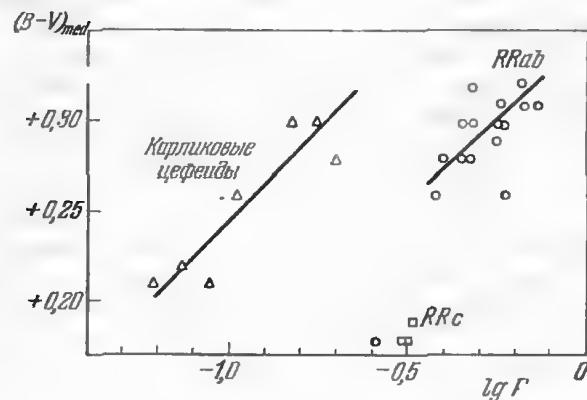


Рис. 61. Распределение звезды типа RR Lyr на группы в зависимости от показателя цвета.

периода. При этом резко выделяются три различные группы звезд — карликовые цефеиды, звезды типа RRc и звезды типа R Rab.

Мак Намара также сделал попытку определить по индексам s и l абсолютные величины M_v , пользуясь теми же калибровочными соотношениями Стремгrena. Из этих данных он пытался вывести зависимость между периодом и светимостью, но найденные им величины потребовали снижения полученных им светимостей на 1,4 звездной величины! Отсюда непосредственно вытекает, что интерпретировать наблюдения переменных звезд, пользуясь калибровочными соотношениями, выведенными для постоянных звезд, нельзя.

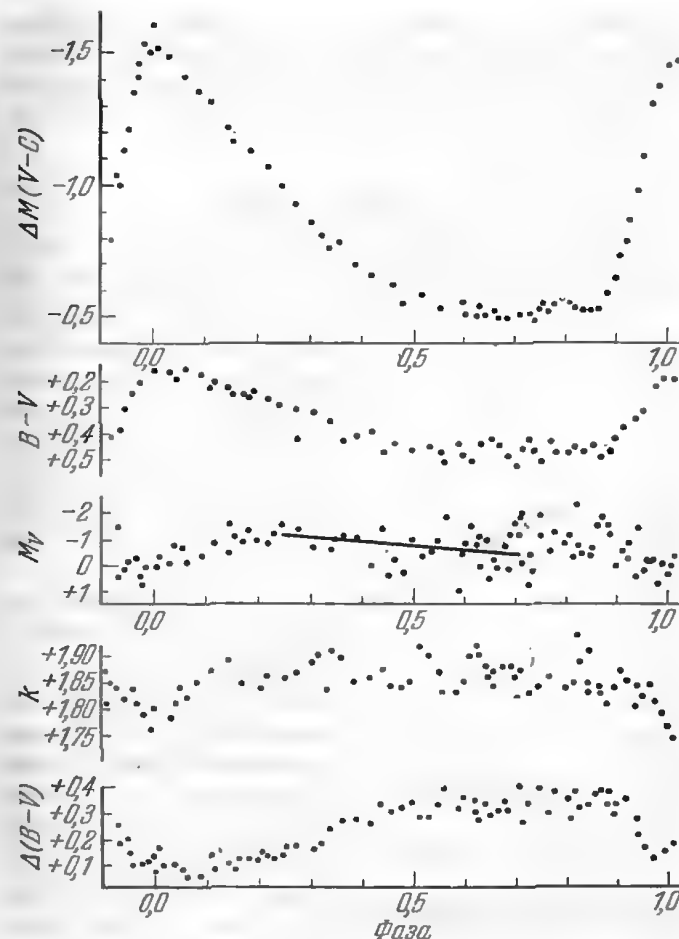


Рис. 62. Изменение характеристик звезды RR Lyr. Сверху вниз: кривая блеска на длине волны 4600 Å. Показатели цвета, определенные по индексам s и l . Изменение абсолютной величины M_v по индексам s и l . Изменение индекса k (измеренного по интенсивности линии K). Изменение разности показателей цвета, определенных по индексам s и l и k .

На рис. 62 показано, как изменяются измеренные Мак Намарой величины с фазой изменения блеска звезды RR Lyr. Обширное исследование распределения энергии в спектре RR Lyr на разных фазах эффекта Блажко выполнила Френган (1961).

§ 7. Показатели цвета и их изменение

Наиболее массовый и простой способ определения цвета заключается в определении звездных величин переменной в каких-либо избранных системах. Поскольку изме-

нения показателей цвета невелики, то достаточно точные результаты стали получаться только после применения фотоэлектрического метода наблюдений. Уже выполнены десятки тысяч наблюдений показателей цвета $B - V$ и $U - B$.

Опишем характер изменений показателей цвета в зависимости от фазы ϕ у звезд различных подтипов.

На рис. 63 изображены изменения, происходящие у звезды DH Peg, которая принадлежит к подтипу RRc ($P = 0^d,2555$). На нем видно, что кривая изменения блеска и показателя цвета $B - V$ следуют друг за другом в одной фазе. Показатель цвета $U - B$ достигает своего наимень-

шего значения, когда сам блеск максимален. Изменения блеска и показателя цвета $U - B$ также происходят почти в одной фазе. Показатель цвета $U - B$ достигает наименьшего значения в минимуме блеска. Однако наибольшего значения он достигает несколько позднее

максимума блеска. Такое поведение показателей цвета характерно для всех звезд подкласса RRc. Мы также можем видеть, что предмаксимальный горб кривой блеска сопровождается одновременным горбом на кривой показателя цвета $B - V$.

Однако при построении этой кривой блеска по наблюдениям Тиффта (1964) выяснились некоторые подробности, которые, по-видимому, характерны для всех звезд этого подкласса. Существует некоторая нестабильность визуального блеска V . В отдельные вечера он был больше, а в иные — понижен. Видимо, у DH Peg существует еще совсем не исследованный эффект Блажко. Наибольшая нестабильность кривой блеска была обнаружена у звезды BV Aqr (Цесевич, 1966. Тип RRc; $P = 0^d,36405$; $\Pi = 11^d,56?$). Тремко (1964) пытался определить период эффекта Блажко у звезды RU Psc.

Из наблюдений Тиффта также следует, что и в определениях показателя цвета $U - B$ заметна значительная нестабильность (систематические смещения), меняющая его величину на 50%.

Определения лучевых скоростей DH Peg производились дважды. Их измеряли Бонзак (1957) и Престон и Пачинский (1964). Сведение всех наблюдений в одну кривую возможно только при условии придания ко всем определениям Бонзака поправки — 18 км/сек . Возможно, что DH Peg спектрально-двойная звезда. Объединенная кривая лучевых скоростей изображена на том же рис. 63. Кроме того, приведена кривая изменения $1/a (R - R_0)$. Из нее видно, что радиус звезды изменяется мало. Его полная амплитуда изменений близка к 100 тыс. км. Радиусы водородных и металлических слоев практически изменяются одинаково. Водородный спектральный класс DH Peg A5, а кальциевый изменяется от A2 до A7.

На рис. 64 изображены изменения, происходящие у звезды SV Eri типа RRb. Кривая изменения показателя цвета $B - V$ полностью подобна той, которой характеризуются звезды подтипа RRc. Ее ход такой же, как у кривой блеска V . Особенности появляются в кривой показателя цвета $U - B$. Своего наименьшего значения он достигает после минимума блеска, как и у RRc, а затем плавно увеличивается по весьма асимметричной кривой.

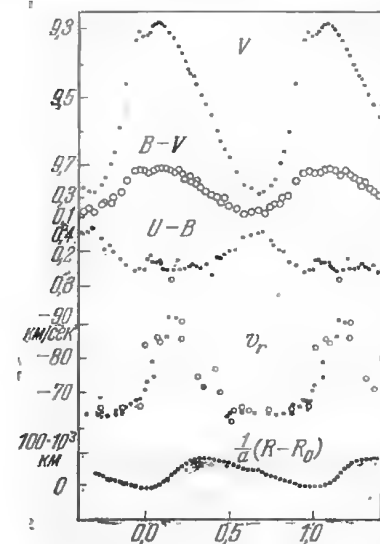


Рис. 63. Изменение характеристик звезды типа RRc — DH Peg.

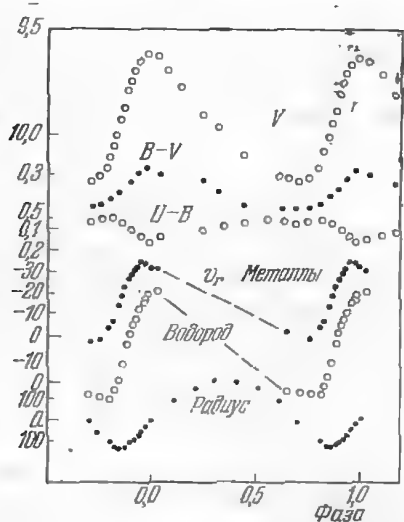


Рис. 64. Изменение характеристик звезды типа RRb — SV Eri.

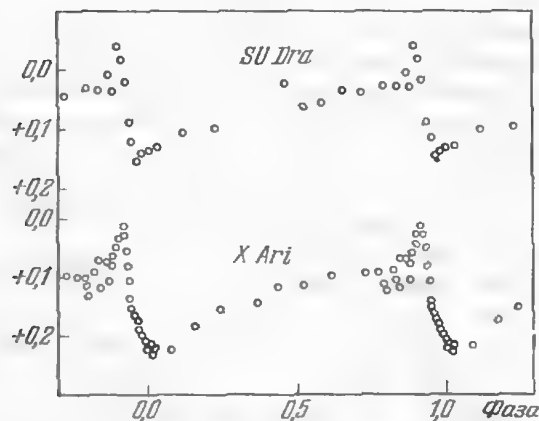


Рис. 65. Изменение показателей цвета $U-B$ у $SU\,Dra$ и $X\,Ari$

Характерно, что у $SV\,Eri$ кривые лучевых скоростей, определенных по линиям металлов и водорода, различны, но разрыва в «водородной» кривой нет, так же как нет и эмиссии в водородных линиях. На восходящей ветви кривой отсутствуют какие-либо горбы.

Наиболее интересны звезды подтипа RRa . Как и у двух предыдущих подтипов, у них не обнаружены особенности в поведении кривой блеска V и показателя цвета $B-V$. Главные особенности видны в поведении показателя цвета $U-B$. На рис. 65 показаны кривые изменения $U-B$ у $SU\,Dra$ и $X\,Ari$.

Во время наиболее быстрого возрастания блеска на кривой показателя цвета $U-B$ возникает «пик». Как раз в это время происходит раздвоение линий водорода и появление эмиссии. Предлагались три объяснения этому явлению.

1. Пикообразное уменьшение $U-B$ вызвано эмиссией в линиях водорода (Харди, 1955).

2. Его вызывает повышение интенсивности излучения в ультрафиолетовом континууме под влиянием перегрева в ударной волне (Абт, 1958).

3. Оно возникает в результате увеличения эффективного ускорения силы тяжести, что определяется моделями звездных атмосфер спектрального класса F Певена и Де Ягера (Оук и Бонзак, 1960; Оук, Дживер и Сирл, 1962).

В настоящее время мы имеем возможность в известной степени выяснить причину этого явления.

Оук, Дживер и Сирл (1962) изучили распределение энергии в спектре $SU\,Dra$ в различных фазах ϕ . Работа была выполнена тщательно, были исключены влияния всех, даже слабых линий поглощения. К сожалению, интервал длин волн не позволяет определить (путем интегрирования интенсивностей, умноженных на величины, характеризующие приемник излучения + фильтр) очищенные от покровного эффекта значения звездных величин U и V . И все же эти наблюдения можно использовать для определения показателей цвета. Из данных этих наблюдателей мы можем получить монокроматические интенсивности для обратных длин волн

$$\frac{1}{\lambda} = 2,89 \langle U \rangle, 2,29 \langle B \rangle \text{ и } 1,83 \langle V \rangle.$$

Из этих величин получаются монохроматические показатели цвета « U » — « B », « B » — « V ». Их изменение с фазой изображено на рис. 66. Мы видим, что характер кривой

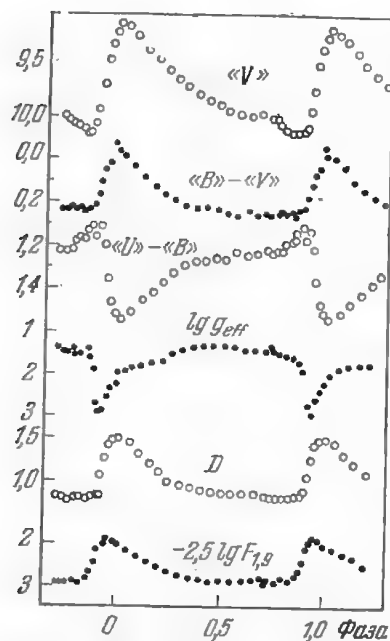


Рис. 66. Изменение характеристик звезды типа RRa — SU Dra.

Из этой таблицы мы можем определить величины « U », « B » и « V », как это делалось для SU Dra. Для этих же звезд известны показатели цвета в системе Джонсона и Моргана. Их можно сравнить. Приводим это сравнение в табл. 21.

В этой таблице приведены также разности δ_1 и δ_2 :

$$\delta_1 = (B - V) - («B» - «V»),$$

$$\delta_2 = (U - B) - («U» - «B»).$$

изменения показателя цвета $U - B$ сохраняется, только амплитуда больше, чем на рис. 66.

На этом же рис. 66 изображено изменение балмеровского скачка D . Оно следует в одной фазе с изменением показателя цвета « B » — « V ». Тут же мы находим и изменения $\lg g_{\text{eff}}$.

Конечно, величины « U » — « B » и « B » — « V » не идентичны величинам $U - B$ и $B - V$, получаемым из фотоэлектрических наблюдений блеска. Однако можно их редуцировать.

В фундаментальной работе А. Коуда (1960) приведена таблица 8 (стр. 88 русского перевода), в которой сообщены абсолютные распределения энергии в спектрах ряда звезд.

Таблица 21

Показатели цвета

Звезда	Спектр. класс	« U » — « B »	$U - B$	« B » — « V »	$B - V$	δ_1	δ_2
10 Lac	O9 V	−0,17	−1,04	−0,28	−0,20	−0,87	+0,08
Berg	A0 V	+1,28	−0,01	−0,15	0,00	−1,29	+0,15
с Boo	F2 V	+1,04	−0,09	+0,28	+0,37	−1,13	+0,09
π^3 Ori	F6 V	+1,08	0,00	+0,30	+0,46	−1,08	+0,16
16 A Cyg	G2,5 V	+1,16	+0,19	+0,53	+0,64	−0,97	+0,09
51 Peg	G4 V	+1,07	+0,20	+0,55	+0,68	−0,87	+0,13

Очевидно, что в пределах спектральных классов A0 — F6 величина δ_1 остается практически постоянной, равной +0,13. Что же касается δ_2 , то она изменяется по мере уменьшения T_e от $-1^m,29$ до $-0^m,97$. Построив калибровочную кривую, мы можем внести поправки в величины « U » — « B » по аргументу « B » — « V ». Из рис. 67 следует, что при фазе $0^h,88$ « U » — « B » достигает минимальной величины, равной +1,11 при « B » — « V » = +0^m,22. При фазе $\phi = 0^h,00$ он достигает наибольшего значения +1^m,53, когда « B » — « V » = −0^m,03.

Значениям последнего показателя соответствуют поправки, снятые по калибровочной кривой $-1^m,15$ и $-1^m,26$, соответственно. Теперь мы получаем редуцированные показатели цвета $U - B$: минимальное $-0^m,04$ при фазе $0^h,88$ и максимальное +0^m,27 — при фазе $0^h,00$. Отсюда следует, что из распределения энергии в спектре амплитуда $U - B$ должна быть равна 0^m,31 в то время как из непосредственных фотоэлектрических измерений она равна 0^m,22. Таким образом мы находим «невязку», равную 0^m,09. Она также требует объяснения. По-видимому, здесь сказывается эмиссия, происходящая в линиях водорода.

Значения показателей цвета дают возможность построить графики, изображающие «поведение» звезды на диаграмме ($U - B$, $B - V$). На рис. 67 изображен такой график для SU Dra. Точка, представляющая звезду, описывает овал против часовой стрелки. На восходящей ветви кривой блеска наблюдается избыток ультрафиолетового излучения.

Какова зависимость показателя цвета звезды от периода? Оказывается, что ответить на этот вопрос не так просто. Проблема сравнительно просто решается для звезд типа RR Лут, принадлежащих шаровому звездному скоплению. Для примера приводим рис. 68, на котором изображена зависимость показателя цвета $\langle B \rangle - \langle V \rangle$ для звезд, входящих в шаровое скопление ω Центавра по данным

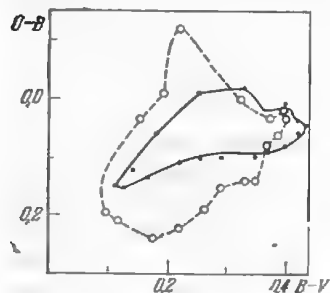


Рис. 67. Перемещение представляющей точки на диаграмме ($U - B$, $B - V$). Пунктирная линия — спектрофотометрия, точки и сплошная линия — фотометрия.

Диккенса и Саундерс (1965). Мы видим, что с увеличением периода средний показатель цвета растет. Там же изображена зависимость для скопления М 3.

Для звезд галактического поля найти такую зависимость гораздо труднее. Во-первых, приходится учитывать межзвездное поглощение света, которое сильно влияет на показатели цвета. Во-вторых, некоторую неопределенность вносит и различие химического состава атмосфер звезд. В самом деле, звезды, обедненные металлами, должны иметь иные показатели цвета, чем те, у которых содержание металлов нормальное. Таким образом, «покровный эффект», возникающий в результате поглощения лучистой энергии в линиях может существенно изменить показатели цвета. Престон и его сотрудники во многих работах рассматривали этот эффект, но полученные ими результаты пока не могут считаться вполне убедительными.

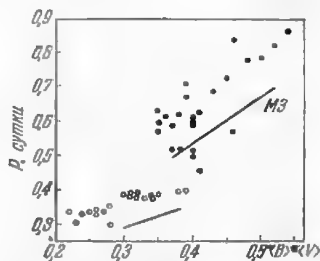


Рис. 68. Зависимость среднего показателя цвета $B - V$ от периода у звезд, входящих в скопления ω Cen и М 3. Точками отмечены звезды подклассов RRa b, кружками — RRc.

§ 8. Определение радиусов

В § 5 было подробно рассказано в том, что, пользуясь кривой изменения лучевых скоростей, мы можем получить график изменения величины $\frac{1}{a}(R - R_0)$. При этом постоянная интегрирования оставалась неопределенной. Теперь мы можем определить и ее. Обозначим через L_λ и F_λ монохроматические светимость и поток излучения, а через R — радиус фотосферы. Тогда для некоторой фазы можно написать

$$L_\lambda = 4\pi R^2 F_\lambda.$$

Аналогично, для другой фазы

$$(L_\lambda)_0 = 4\pi R_0^2 (F_\lambda)_0.$$

Находим отношение

$$\frac{L_\lambda}{(L_\lambda)_0} = \frac{R^2}{R_0^2} \frac{F_\lambda}{(F_\lambda)_0} = 2,512^{(m_\lambda)_0 - m_\lambda}.$$

После простых преобразований получаем

$$(m_\lambda)_0 - m_\lambda = 5 \lg \left(\frac{R}{R_0} \right) + 2,5 \lg \frac{F_\lambda}{(F_\lambda)_0}.$$

Отсюда

$$\lg \left(\frac{R}{R_0} \right) = 0,2 [(m_\lambda)_0 - m_\lambda] - 0,5 \lg \frac{F_\lambda}{(F_\lambda)_0},$$

где m_λ — монохроматические звездные величины.

Входящие в последнюю формулу значения радиусов мы назовем «фотометрическими».

Интегрируя кривую изменения лучевых скоростей, мы получаем для каждой фазы значение $\frac{1}{a}(R - R_1)$. Величины R_0 и R_1 могут быть неодинаковыми. Поэтому воспользуемся тождеством

$$\frac{R}{R_0} = \frac{R - R_1}{R_0} + \frac{R_1}{R_0}.$$

Таблица 22

Если положить в нем $\frac{1}{R_0} = y$ и $\frac{R_1}{R_0} = x$, то мы получаем уравнения

$$\left(\frac{R}{R_0}\right) = x + y(R - R_1),$$

которые решаем по способу наименьших квадратов. Отсюда находятся величины $R_0 = \frac{1}{y}$ и $R_1 = \frac{x}{y}$.

При выполнении этой операции предполагается, что фотометрический радиус равен «кинематическому». Это, конечно, не вполне так. Фотометрический радиус — это радиус фотосферы, а «кинематический» — прилегающего к фотосфере обрабатывающего слоя. Если использовать линии металлов, то можно с большой степенью точности приравнять оба радиуса. Само собой разумеется, что при производстве этих вычислений приходится учитывать множитель $a = 24/17$.

Пользуясь этим методом, Оук (1966), найдя значения потоков из своих наблюдений, вычислил максимальный радиус X Ari. Он оказался равным $3,64 \cdot 10^6$ км. Это также дало ему возможность оценить абсолютную болометрическую величину этой звезды в тот момент, когда радиус достигает наибольшего значения; она оказалась равной $+0^m,93$. Таким образом, надежные фотометрические исследования дают возможность вывести ряд важных физических характеристик звезд типа RR Lyr.

§ 9. Эффект Блажко

Уже было сказано о том, что Блажко обнаружил периодические изменения периода и формы кривой блеска у двух звезд — XZ Cyg и RW Dra. Значительно позднее это же явление было найдено и у RR Lyr (Шенли).

Благодаря большим рядам наблюдений, выполненных советскими исследователями и сотрудниками Будапештской обсерватории (Детре, Балаш-Детре, Алмар), установлено, что эффект Блажко — не исключение, а довольно распространенное явление.

Краткие сведения о звездах, обладающих эффектом Блажко, содержатся в табл. 22. В ней приводятся назва-

Характеристики эффекта Блажко

Звезда	P	Π_1	Π_2	Π_1/P	Вековые колебания
RR Gem	0,3973	37 ^d	—	93	Есть
SW And	0,4423	36,83	—	83	»
RW Dra	0,4429	41,72	124	94	»
RV Cap	0,4478	221,86	—	495	»
XZ Cyg	0,4665	57,24	41,7?	123	»
RV UMa	0,4681	91,8	—	196	»
AR Her	0,4700	31,55	—	67	Есть
XZ Dra	0,4765	78	—	164	Нет
RZ Lyr	0,5112	116,80	—	228	Есть
Y LMi	0,5245	33,4	—	64	»
RW Cnc	0,5472	29,9	91,1	55	»
RR Lyr	0,5663	41,02	61,53	72	»
AR Ser	0,5753	105?	—	182?	»
DL Her	0,5916	33,6	—	57	»
V 365 Her	0,6131	40,64	—	66	»
Z CVn	0,6539	22,75	—	35	Есть
Карликовые цефеиды					
SX Phe	0,0550	0,1928	—	3,51	?
RV Ari	0,0931	0,3163	—	3,40	Нет
BP Peg	0,1095	0,3698	—	3,36	»
AI Vel	0,1116	0,3792	—	3,40	»
VZ Cnc	0,1784	0,7163	—	4,02	Нет

ние звезды, период основного колебания P , период эффекта Блажко Π_1 , период «вторичного» эффекта Блажко (если он существует?) Π_2 , отношение Π_1/P и примечание о наличии вековых колебаний периода.

Интересны два свойства. У эффекта Блажко, которому подвержены звезды типа RR Lyr, величины Π_1/P заключены в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен. У карликовых цефеид также наблюдается эффект Блажко, но там это отношение заключено в пределах от 3 до 4.

Второе свойство заключается в том, что подавляющее большинство звезд типа RR Lyr, обладающих эффектом Блажко, имеют также большие, часто неправильные ве-

ковые колебания периода P . В дальнейшем будет показано, что изменения P сопровождаются изменениями Π !

Таблица нуждается в некоторых пояснениях. Особое место занимает звезда RZ Lyr. Цесевич и Устинов (1953) обнаружили у нее огромное изменение амплитуды, происходящее с периодом 116,8 суток, в то время как период P заметно не изменяется, если не учитывать вековых

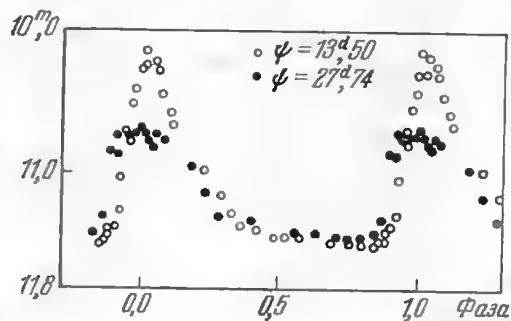


Рис. 69. Две предельные формы кривых блеска AR Her.

неправильных изменений. Далее, самый продолжительный период Π имеет RV Car, также исследованная автором (Цесевич, 1953, 1966). У звезды RW Snc Детре и Балаш-Детре (1950) обнаружили два периода, Π_1 и Π_2 .

Они представили индивидуальные кривые блеска суммой этих разнопериодических колебаний, т. е. простой интерференцией звездных величин. В дальнейшем их результаты новыми наблюдениями, к сожалению, не проверялись. Вместе с тем Цесевич и Устинов (1953) показали, что у остальных звезд, обладающих эффектом Блажко, изменение формы кривой блеска не могут быть представлены как результат биения двух разнопериодических элементарных колебаний.

Чтобы составить представление о пределах, в которых изменяется форма кривой блеска, приводим рис. 69. На нем изображены предельные формы кривых блеска AR Her.

Как мы увидим дальше, особенно важным является вопрос о стабильности эффекта Блажко. Обнаружено, что как его амплитуда, так и период Π подвержены значительным колебаниям. Естественно, что для этих исследований необходимо располагать исключительно богатыми рядами наблюдений, охватывающими длительные промежутки времени. Насколько подробно исследованы только четыре звезды. Ввиду важности этих «вековых» изменений опишем некоторые из этих звезд подробнее.

На рис. 70 изображены остатки $O - C$ для RW Dra, вычисленные с элементами первичного колебания блеска:

$$T = 2426610,242 + 442905 \cdot E.$$

Показано, как они изменяются со временем (Детре и Балаш-Детре, 1962). Видно большое изменение — первичного периода P , происходящее весьма неправильно. При построении этого графика эффект Блажко был усреднен.

В средней части рис. 70 показано, как изменяются отклонения (вызванные изменением периода эффекта Блажко) моментов наибольших остатков $O - C$ от элементов с периодом эффекта Блажко:

$$T = 2417430 + 41,695 \cdot e,$$

где e — номер цикла.

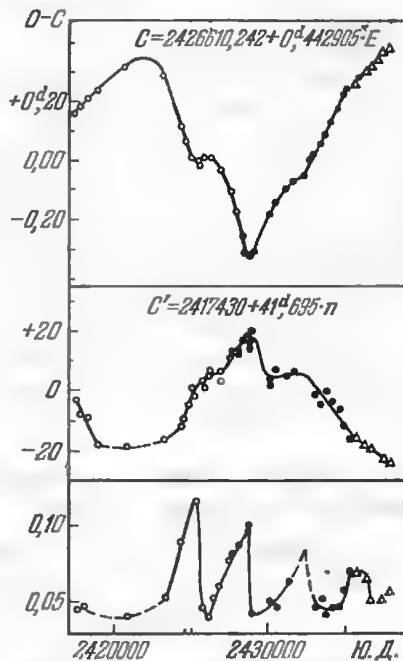


Рис. 70. Графики остатков $O - C$, характеризующие изменение периодов P и Π у звезды RW Dra.

Эти две кривые — зеркальное отражение друг друга. Таким образом, когда основной период P увеличивается, период эффекта Блажко Π — сокращается.

Нижняя часть рис. 70 изображает изменение амплитуды эффекта Блажко. Мы видим, что она весьма непостоянна.

Новые наблюдения Ланге и Панчука показали, что период RW Dra снова сократился, а эффект Блажко снова увеличил свою амплитуду.

К этому надо добавить, что надежно установлено также постепенное затухание эффекта Блажко у RR Lyr, наиболее часто изучавшейся. Недавно Престон, Смак и Пачинский (1965) обнаружили, что у RR Lyr эффект Блажко хорошо наблюдался в 1962 г., а в 1963 г. исчез. Намеки на его появление обнаружены во время не очень многочисленных наблюдений 1964 г.

Таковы общие свойства эффекта Блажко. Особенно важно еще раз подчеркнуть, что эффект Блажко наблюдается у тех звезд, у которых происходит заметное вековое изменение периода.

§ 10. Эффект Блажко, как результат интерференции двух колебаний

Допустим, что некоторая физическая величина Q испытывает сложное колебание, описываемое формулой

$$Q = a \sin \omega t + b \sin \omega' t. \quad (5.2)$$

Полагая, что $\omega = \frac{2\pi}{P_1} < \omega' = \frac{2\pi}{P_2}$, мы найдем период биения Π из формулы

$$nP_1 = (n+1)P_2 = \Pi \text{ или } \frac{1}{\Pi} = \frac{1}{P_2} - \frac{1}{P_1}. \quad (5.3)$$

В таком случае можно положить $\omega' = \omega + \Omega$, $\Omega = \frac{2\pi}{\Pi}$ и придать формуле (5.2) следующий вид:

$$Q = a [\sin \omega t + q \sin (\omega + \Omega) t], \quad (5.4)$$

где $q = \frac{b}{a}$ — отношение амплитуд возмущающей и основной волн.

Вводя обозначения $\varphi = \omega t$ и $\psi = \Omega t$, находим

$$Q = a [\sin \varphi (1 + q \cos \psi) + \cos \varphi \cdot q \sin \psi]. \quad (5.5)$$

Положим теперь $Q = 0$. Тогда из (5.5) очевидно, что

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{q \sin \psi}{1 + q \cos \psi}. \quad (5.6)$$

Такова зависимость фазы основного колебания от фазы в цикле биения ψ . Найдем, при каком значении ψ величина

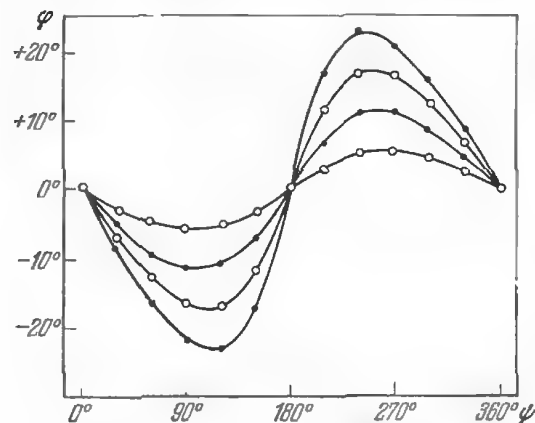


Рис. 71. Изменение смещений момента перехода функции Q через 0, при различных q .

φ достигает своего максимального значения. Для этого ищем производную от φ по ψ .

Она обращается в нуль при $\cos \psi_0 = -q$. На рис. 71 изображены изменения φ в зависимости от ψ для различных значений q . Смещение фазы перехода функции Q через нуль увеличивает свою амплитуду с увеличением q . При этом кривая смещений становится все более асимметричной, в полном согласии с последним результатом.

Теперь найдем, чему равно максимальное смещение фазы $\varphi_{\max}$. Для этого подставляем в (5.6) $q = -\cos \psi_0$ и находим $\operatorname{tg} \varphi_{\max} = \operatorname{ctg} \psi_0$, откуда

$$\varphi_{\max} = 90^\circ - \psi_0 \text{ и } \varphi_{\max} = 270^\circ - \psi_0. \quad (5.7)$$

Так как амплитуда смещений определяется лучше, чем положение максимума, то при практическом определении ψ_0 лучше всего пользоваться соотношениями (5.7).

Найдем теперь, то значение ψ , при котором Q достигает максимума или минимума. Для этого дифференцируем (5.5) по времени и после легких преобразований находим

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega + q(\omega + \Omega) \cos \psi}{q(\omega + \Omega) \sin \psi}. \quad (5.8)$$

Эта формула может быть упрощена, если обратить внимание на то, что величина Ω меньше ω примерно в сто раз. Пренебрегая ею, получаем приближенную формулу

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1 + q \cos \psi}{q \sin \psi}. \quad (5.9)$$

Теперь можно определить амплитуду величины Q . Подставляя (5.9) в (5.5), после выполнения преобразований находим

$$Q_{\max} = a \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos \psi}. \quad (5.10)$$

Итак, мы видим, что амплитуда колебания величины Q и смещение φ изменяются синхронно с разностью фаз, близкой к 90° . Мы применим эти формулы к изучению эффекта Блажко у звезды AR Her. В работе Цесевича и Устинова (1953) приведены данные о смещениях момента максимума и амплитудах изменения блеска. Они изображены на рис. 72. На нем проведены также теоретические кривые для $q = 0,328$, подобранного по значению амплитуды графика $O-C$. Согласие наблюдений с теоретическими положениями можно считать вполне удовлетворительным. Правда, наблюдаемая кривая изменений амплитуд несколько предвращает теоретическую.

Таким образом, смещение моментов максимума и изменение амплитуды можно объяснить наличием интерференции колебаний.

Однако, как объяснить тот отрицательный результат, о котором мы упоминали выше (Цесевич и Устинов, 1953); было убедительно показано, что колебания блеска

нельзя представить интерференцией. Этому вопросу мы коснемся подробнее в следующем разделе. Теперь же дадим объяснение вековым колебаниям Π .

Найдем вариацию формулы (5.3):

$$\frac{\delta \Pi}{\Pi^2} = \frac{\delta P_2}{P_2^2} - \frac{\delta P_1}{P_1^2} = \frac{1}{P^2} (\delta P_2 - \delta P_1).$$

Отсюда

$$\delta \Pi = n^2 (\delta P_2 - \delta P_1). \quad (5.11)$$

Изменение Π может быть вызвано изменениями как P_1 — периода основного колебания, так и P_2 — возмущающего.

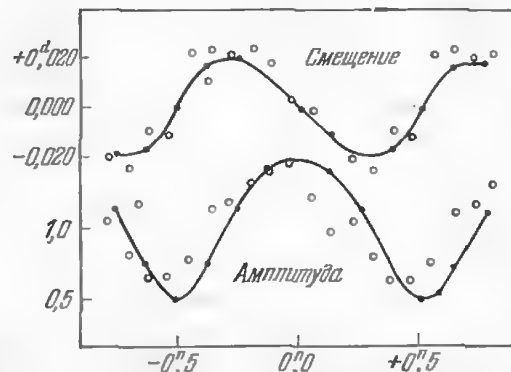


Рис. 72. Сравнение теоретических кривых интерференции колебаний с наблюдениями AR Her. Верхняя часть — кривая остатков $O-C$, нижняя часть — амплитуды. Кружки — данные наблюдений. Точки — теоретические значения.

Мы видим, что знак колебания Π обратен знаку δP_1 , чем и объясняется зеркальность кривых остатков на рис. 70 и 71. Сделаем численную оценку наблюдающихся явлений применительно к случаю AR Her. У этой звезды $P_1 = 0^d, 4700199$, $\Pi = 31^d, 55$, отношение $n = 67,1$, следовательно,

$$\delta \Pi = 4502 (\delta P_2 - \delta P_1).$$

Отсюда

$$\delta P_2 - \delta P_1 = 2,22 \cdot 10^{-4} \delta P.$$

Из наблюдений известно, что периоды P_1 и P_2 у этой звезды изменились на $-0^d,13 \cdot 10^{-4}$ и $+0^d,213$ соответственно. Отсюда находим $\delta P_2 = 0^d,34 \cdot 10^{-4}$.

Итак, если раньше периоды были равны:

$$P_1 = 0^d,470020 \text{ и } P_2 = 0^d,463128,$$

то после изменения они приняли значения:

$$P_1 = 0^d,470007 \text{ и } P_2 = 0^d,463162.$$

Таким образом, и вековые колебания периода эффекта Блажко объясняются изменениями периодов основного и возмущающего колебаний. Эти два последних периода, несомненно, связаны друг с другом и со строением звезды. Если это так, то изменения периодов хотя и происходят случайно, но вызваны перестройкой структуры звезды.

Изменение амплитуд эффекта Блажко можно объяснить скорее всего реальным изменением отношения амплитуд q , которое сопровождается перестройкой звезды. Интересно отметить, что подавляющее большинство звезд, имеющих эффект Блажко, относится к объектам второго типа звездного населения. Несколько иное положение у карликовых цефеид. Для них эффект Блажко, вероятно, также является результатом интерференции колебаний, но отношение периодов P_2/P_1 здесь иное. Это также связано с появлением вторичных колебаний в обертоне, но с другой моделью.

§ 11. Физические изменения, сопровождающие эффект Блажко

В предыдущем разделе было показано, что эффект Блажко может быть объяснен наложением двух колебаний — основного и возмущающего. Это предположение может быть проверено тщательным изучением кривых изменения лучевых скоростей.

Струве и Блау (1948) получили в 1947 г. значительное количество спектрограмм RR Лут, охватывающих полный цикл эффекта Блажко. Одновременно с этим Вальра-

вен (1949) провел обстоятельный ряд фотоэлектрических наблюдений той же звезды — RR Лут.

Все определения лучевых скоростей были разбиты на ряд групп в соответствии с возрастом ψ . Каждая из этих кривых была проинтегрирована автором этой главы с целью определения изменений радиуса. При этом в первую очередь подвергались обработке кривые лучевых скоростей, определенных по смещениям линий металлов, так как слой атмосферы, в котором они образуются, ближе всего к фотосфере звезды.

Оказалось, что изменения радиуса «металлического» слоя явно складываются из наложения двух независимых колебаний. Для каждой фазы ψ были найдены средние значения радиусов основного колебания и образованы разности индивидуальных кривых (для фиксированных ψ) и среднего значения. Они изображены на рис. 73.

В верхней части рис. 73 показаны остаточные колебания в соответствии с их фазами ψ . Видно, как перемещается возмущающее колебание с периодом P_2 , меньшим, чем P_1 . После соответствующего сдвига видно, что возмущающее колебание имеет амплитуду порядка 100 тыс. км, в то время как основное — 400 тыс. км (нижняя часть рис. 73).

Таким образом, линейное сложение колебаний действительно имеет место, но интерферируют не колебания блеска, а колебания радиуса. Подтверждается также и то, что период возмущающего колебания короче периода основного.

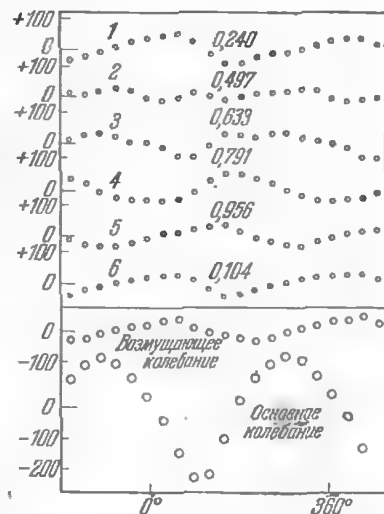


Рис. 73. Разложение колебаний «металлического» радиуса RR Лут на основное и возмущающее

Недавно было опубликовано обстоятельное исследование RR Lyr, выполненное Престоном, Смаком и Пачинским (1965). Их наблюдения, к сожалению, не охватывают всего фундаментального периода P , а ограничены изучением восходящих ветвей. Однако и эти наблюдения, с применением особого приема, могут быть использованы для изучения изменений радиуса. Они полностью подтвердили выводы, сделанные из наблюдений Струве и Блаау, но показали, что амплитуды основного и возмущающего колебаний изменялись.

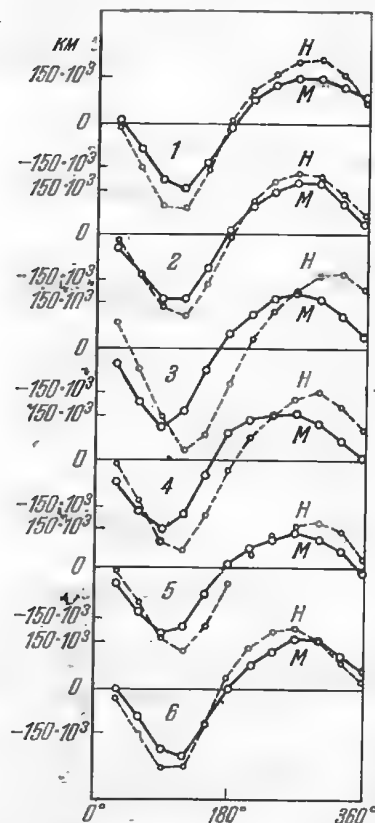


Рис. 74. Сравнение радиусов металлического и водородного слоев RR Lyr.

слоя больше, чем металлического, что и следовало ожидать;

б) колебания водородного слоя вапаздывают по отношению к колебаниям металлического, а следовательно, он расположен в среднем выше;

Исследовалось также соотношение между радиусами металлического и водородного слоев. Последние были вычислены на основании наблюдений доплеровских смещений линии $H\gamma$. Результаты этих вычислений показаны на рис. 74. На нем для тех же средних фаз показано, как изменяются радиусы металлического слоя (М) и водородного (Н).

Отмечено, что:

а) амплитуды колебаний радиусов водородного

в) в водородном слое колебания не могут быть представлены сложением двух перемещающихся во времени колебаний.

Наблюдения Престона и его сотрудников дают возможность сделать еще более интересные выводы, в частности, о взаимном проникновении движущихся вверх и вниз водородных подслоев, об их встречах с большими скоростями, о возникновении ударных волн и появления, в результате последнего, эмиссионных линий.

Возбуждение двух разнопериодических колебаний радиусов пульсирующей звезды приводит к появлению эффекта Блажко. Когда оба колебания происходят в одной фазе, результирующее колебание радиуса имеет большую амплитуду, такую, какую имеют звезды подкласса RRa. Именно в такие моменты и наблюдаются большие амплитуды, выявление эмиссии, усиление «пика» показателя цвета $U - B$, раздвоение линий и т. п.

Когда же оба колебания находятся в противофазе, происходят колебания радиуса, обладающие меньшей амплитудой. Меньшие размахи пульсации приводят к тому, что переменная в это время напоминает звезды подкласса RRb. Нет раздвоения линий, нет «пика» в $U - B$, нет заметной эмиссии в водородных линиях.

Эти выводы основаны на сопоставлении лучевых скоростей, кривых изменения радиуса, кривых блеска и т. п., определенных Престоном и его сотрудниками в упоминавшейся уже работе.

На рис. 75 изображены изменения основных элементов кривой блеска и лучевых скоростей RR Lyr. Рисунок имеет три секции. На каждой из них нанесены результаты наблюдений 1962, 1963 и 1964 гг. соответственно. Мы видим, что эффект Блажко исчез в 1963 г.

Теперь можно ответить и на вопрос о том, почему в кривой блеска нельзя обнаружить, путем ее разложения, два интерферирующих колебания. Для этого достаточно вспомнить, что изменения радиуса и изменения блеска связаны друг с другом не простым соотношением. Блеск звезды не является первичным параметром. Он складывается из влияний поверхности звезды и ее излучательной способности. Радиус звезды — один из основных и наиболее простых параметров. Он допускает разложение на от-

длинные колебания. От радиуса звезды (и его амплитуды) зависит закон изменения температуры, и вот температуру уже не удалось бы разложить на два независимых колебания. Поэтому нельзя и раскладывать кривую блеска.

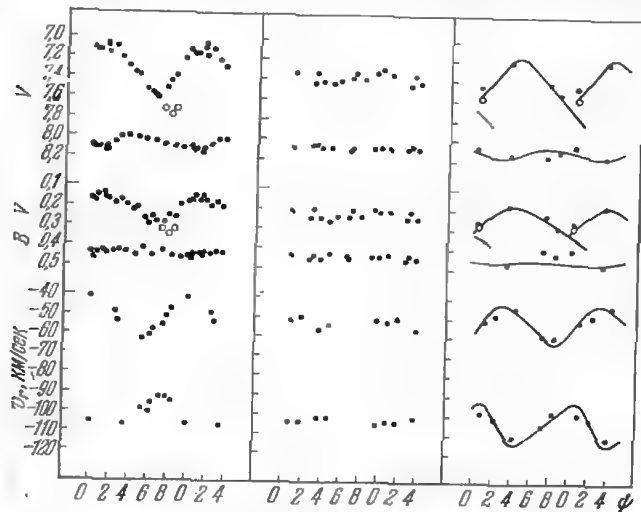


Рис. 75. Изменения характеристик RR Lyr — высоты максимума блеска, глубины минимума, изменений показателя цвета в максимуме и минимуме, и лучевых скоростей в максимуме и минимуме блеска во время эффекта Блажко. Левая часть рисунка — наблюдения 1962, средняя — 1963 и правая — 1964 гг.

Описанные явления могут быть объяснены в рамках классической пульсационной теории, если проинтегрировать амплитудное уравнение для оболочки звезды, оставляя ее ядро неподвижным.

§ 12. Теоретическая интерпретация явлений, происходящих в звезде типа RR Lyr

В последнее время наметились два различных подхода к исследованию пульсационных движений. Один из них, который теперь может быть назван классическим, рассматривает малые колебания газового шара как целого. Вто-

рой ищет причину пульсаций в наружных слоях звезды и изучает более строгие уравнения, находя их решение путем численного интегрирования.

Классическая теория малых колебаний не может объяснить многие свойства звезд типа RR Lyr. Перечислим те противоречия, которые возникают, не приводя их вывода.

Во-первых, из наблюдений известно, что изменение лучевых скоростей и блеска у переменных звезд происходит в одной фазе. Вместе с тем теория требует существенного сдвига фаз. Никакие уточнения классической теории не смогли устранить это противоречие.

Во-вторых, подсчеты диссипации энергии показали, что колебания должны были быстро затухнуть, если бы не было какой-то причины, постоянно поддерживающей их. Вместе с тем пульсационные движения в оболочках звезд происходят на протяжении очень продолжительных промежутков времени без какого-либо ослабления.

Эти два обстоятельства потребовали пересмотра классической теории на новом принципе. Первым, кто это сделал, был С. А. Жевакин (см. гл. 1). Он обратил внимание на то, что богатый гелием слой может играть роль периодически действующего накопителя энергии и становится то более прозрачным, то увеличивать свою непрозрачность. В этом слое и находится тот «клапан», который приводит к возникновению автоколебаний.

В нескольких работах С. А. Жевакина рассмотрел такой автоколебательный процесс, используя для этой цели выведенные им линеаризованные уравнения. Заменив непрерывно распределенную модель дискретной, он численно проинтегрировал уравнения и показал, что ряд явлений может найти естественное объяснение. Гелиевая зона приводит к необходимому сдвигу фаз и поддерживает незатухающие колебания. Таким образом, проблема пульсации всего тела звезды заменилась проблемой колебаний ее внешних слоев.

Позже этой же проблемой занялся Р. Кристи, опубликовавший серию фундаментальных работ. В них проблема была изучена полнее и был получен ряд совершенно конкретных результатов, которые мы и хотим осветить.

В одной из своих первых работ Кристи (1964) вывел основные уравнения проблемы. Первое из них — уравнение движения:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial p}{\partial M}. \quad (5.12)$$

В этом уравнении использована лагранжева переменная M , обозначающая массу звезды, заключенную внутри сферы радиуса r .

По поводу этого уравнения надо сделать одно важное замечание. Движение слоя происходит внутри среды. Поэтому если обозначить скорость движения внутренней границы слоя через u_1 , а внешней — через u_2 , то при соблюдении неравенства $u_2 > u_1$ слой расширяется и входящее в уравнение давление p не нуждается в исправлении. Если же разность $u_2 - u_1$ меньше нуля, то слой будет сжиматься и появится дополнительное давление, обозначаемое Кристи через Q , равное

$$Q = c(u_2 - u_1)^2 \rho.$$

Его надо прибавить к p .

Второе уравнение выводится из закона лучистого переноса энергии излучения (конвекцией пренебрегаем). Пусть через поверхность $d\sigma$ на границе внутреннего слоя радиуса r проходит наружу излучение $\frac{L(r)}{4\pi r^2} d\sigma$. Проникая в слой на расстояние dr , это излучение теряет за счет поглощения

$$-\frac{L(r)}{4\pi r^2} k\rho dr d\sigma.$$

Разделив эту величину на скорость света c , мы получим поглощенное количество движения, которое будет равно произведению изменения лучистого давления dp_r на площадь $d\sigma$. Итак,

$$dp_r \cdot d\sigma = -\frac{L(r)}{4\pi r^2} k\rho dr d\sigma.$$

Отсюда

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2}{k\rho} \frac{dp_r}{dr}.$$

Однако $p_r = \frac{1}{3} \sigma T^4$, где σT^4 — плотность лучистой энергии. Таким образом мы получим второе уравнение:

$$L(r) = -\frac{4}{3} \frac{\pi \sigma r^2}{k\rho} \frac{d(T^4)}{dr} = -\frac{5}{3k} (4\pi r^2)^2 \frac{d(T^4)}{dM}. \quad (5.13)$$

Третье уравнение выводится из закона сохранения энергии. Обозначим через E внутреннюю энергию среды, рассчитанную на 1 г вещества. Очевидно, что приток тепла равен $\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{dL}{dM}$. С другой стороны, по первому началу термодинамики

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t} + p \frac{\partial V}{\partial t},$$

где $V = \frac{1}{\rho}$ — удельный объем. Таким образом,

$$\frac{dL}{dM} + \frac{\partial E}{\partial t} + p \frac{\partial V}{\partial t} = 0. \quad (5.14)$$

Система, состоящая из уравнений (5.12) — (5.14), должна быть решена.

Для решения Кристи применил метод сеток. Ее можно было решать только численно, хотя бы потому, что коэффициент поглощения, зависящий от температуры и других физических параметров, задав в виде табличной функциональной зависимости.

Мы не можем останавливаться на остроумном способе превращения дифференциальных уравнений в разностные, которым воспользовался Кристи, хотя способ этот представляет большой интерес, а только укажем, что, задав статическую модель звезды, заменив непрерывное распределение массы «средними» для 38 зон «точечными образцами», Кристи интегрировал численно систему уравнений, многократно повторяя процесс вычислений до тех пор, пока не добился стапшнарного решения.

Помимо принятой модели надо было задавать также «внешние» параметры: массу звезды, светимость, эффективную температуру (или радиус) и различный химический

состав. Наличие многих параметров заставило Кристи провести грандиозные вычисления, для которых он использовал быстродействующую электронную вычислительную машину.

Приведем в качестве примера данные, сообщенные Кристи (1964) об использованных им параметрах и детальном строении принятой им модели звезды типа RR Lyr.

Внешние параметры таковы: масса $M = 0,75 \cdot 10^{33} \text{ г} = 0,4 M_{\odot}$, светимость $L = 1,5 \cdot 10^{36} \text{ эрг/сек}$, что соответствует болометрической величине, близкой к 0,75; $T_e = 6500^\circ$; радиус $R = 3,41 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Был принят такой химический состав: $X = 0,548$, $Y = 0,45$ и $Z = 0,002$.

Данные о статической модели приводятся в табл. 23.

Таблица 23

Статическая модель

№ зоны	$M, 10^{33} \text{ г}$	Радиус, 10^{11} см	Температура	Давление, дин/см^2	Удельный объем, $\text{см}^3/\text{г}$
38	3,00	3,43	$5,46 \cdot 10^8$	$4,29 \cdot 10^3$	$6,94 \cdot 10^8$
35	8,23	3,41	$5,93 \cdot 10^8$	$5,03 \cdot 10^8$	$6,49 \cdot 10^7$
32	22,6	3,38	$2,37 \cdot 10^8$	$1,80 \cdot 10^4$	$1,44 \cdot 10^8$
29	62,0	3,31	$3,26 \cdot 10^8$	$5,63 \cdot 10^4$	$6,32 \cdot 10^7$
26	170	3,21	$4,55 \cdot 10^8$	$1,74 \cdot 10^5$	$3,00 \cdot 10^7$
23	467	3,08	$6,10 \cdot 10^8$	$5,49 \cdot 10^5$	$1,31 \cdot 10^7$
20	$1,23 \cdot 10^3$	2,91	$7,95 \cdot 10^8$	$1,82 \cdot 10^6$	$5,17 \cdot 10^6$
17	$3,51 \cdot 10^3$	2,71	$1,06 \cdot 10^9$	$6,40 \cdot 10^6$	$1,96 \cdot 10^6$
14	$9,64 \cdot 10^3$	2,46	$1,49 \cdot 10^9$	$2,44 \cdot 10^7$	$7,24 \cdot 10^5$
11	$26,8 \cdot 10^3$	2,16	$2,12 \cdot 10^9$	$1,06 \cdot 10^8$	$2,38 \cdot 10^5$
8	$83,9 \cdot 10^3$	1,79	$3,05 \cdot 10^9$	$5,89 \cdot 10^8$	$6,12 \cdot 10^4$
5	$340 \cdot 10^3$	1,34	$5,02 \cdot 10^9$	$5,76 \cdot 10^9$	$1,03 \cdot 10^4$
2	$2,72 \cdot 10^6$	0,75	$1,22 \cdot 10^{10}$	$3,03 \cdot 10^{11}$	$4,76 \cdot 10^3$

Эта таблица дает полное представление о распределении масс, плотности, давления и температуры в зависимости от радиуса слоя. Кристи полагает, что самая глубокая, первая, зона находится в покое (чем, между прочим, теряет второе возможное решение). Зоны 34—38 внешние. Интересно посмотреть каковы у них оптические толщины. Самый внешний слой № 38 имеет $\tau = 0,008$. Слой № 37 имеет $\tau = 0,034$. Слою № 36 соответствует $\tau = 0,103$, так

что это соответствует тому месту в звездной атмосфере, где образуются слабые спектральные линии. Слой № 35 обладает $\tau = 0,297$; это фотосфера. В слое № 34 оптическая толщина быстро возрастает. Она достигает здесь $\tau = 1,84$. Геометрическая толщина всей атмосферы равна 20 тыс. км.

Получив из решения уравнений изменения давления и плотности, Кристи смог вычислить работу, производимую слоем в течение полного цикла колебаний. Оказалось, что существуют два слоя, которые поддерживают энергию колебаний. Это слой № 26—27, температура которого соответствует зоне ионизации гелия, и выполняющий ту же роль, но в несколько меньшей степени, слой № 32—33, в котором происходит ионизация водорода.

Таковы в общих чертах главные результаты первой работы Кристи. Правда, надо добавить, что в ней содержатся также некоторые образцы кривых блеска, радиуса фотосферы и лучевых скоростей. Они показывают большую асимметрию колебаний и нужные фазовые соотношения. Таким образом, теория пульсации оболочки звезды оказалась гораздо более близкой к действительности, чем классическая теория пульсации сплошных газовых шаров.

Вторая большая работа Кристи (1965) содержит результаты изучения многих весьма разнообразных моделей при самых различных допущениях о «внешних» параметрах. Она специально посвящена рассмотрению пульсаций звезд типа RR Lyr. Кристи вычислил пульсации 109 различных моделей звезд типа RR Lyr, задавая разнообразные внешние параметры. Он опубликовал подробные таблицы, содержащие различные данные о пульсирующих оболочках звезд.

Наибольшее количество моделей вычислено в предположении, что светимость равна $1,50 \cdot 10^{36} \text{ эрг/сек}$, что соответствует $M_{\text{bol}} = 0,75$. Есть также расчеты и для других светимостей, но их гораздо меньше. Варьировалась и масса звезды. Наконец, были вычислены модели для различных химических составов. Приведем краткий обзор основной табл. 2 работы Кристи.

При изменении эффективной температуры T_e , которая варьировалась в пределах от 8000 до 5300° с интервалом в 300° , происходит изменение периода и свойств

пульсации. По мере вступления звезды в полосу неустойчивости, при понижении ее эффективной температуры начинаются колебания в первом обертоне со сравнительно коротким периодом. По мере дальнейшего уменьшения температуры период первого обертона уменьшается до некоторого «переходного» периода, после чего начинаются колебания в основной частоте с периодом, равным примерно $\frac{4}{3}$ периода обертона. По мере дальнейшего понижения T_e происходит увеличение и этого основного периода P_0 .

Есть такой промежуток температур (правда, узкий), в котором оба колебания действуют совместно. Обозначая величину переходного периода через P_{tr} , Кристи на основе изучения совокупности моделей находит формулу

$$P_{tr} \sim 0,057 (L/L_\odot)^{0,6} \text{ суток.}$$

Рассматривая звезды типа RRc как колеблющиеся в первом обертоне, а звезды типа RRab — в основном, он предлагает таким образом определять светимости звезд типа RR Lyr в шаровых звездных скоплениях по величине периода, разделяющего эти две группы звезд в данном скоплении.

Анализ табл. 2 Кристи позволяет получить ряд интересных сведений. Во-первых, можно видеть, что химический состав мало влияет на продолжительность периода. При изменении Y в пределах от нуля до 0,60 период основного колебания растет. Для примера приведем случай $L = 1,50 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек}$, $M = 0,75 \cdot 10^{33} \text{ г}$, $T_e = 6200^\circ$. Вычислены следующие значения периодов:

P	0,781	0,796	0,802	0,802	0,805
Y	0,00	0,15	0,30	0,45	0,60

Аналогичное небольшое увеличение периода при росте содержания гелия делает этот фактор мало существенным.

Гораздо больше влияет на величину периода масса. Поэтому для краткого описания табл. 2 мы составили сле-

дующие таблицы. В наибольшем количестве моделей принято $L = 1,50 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек}$. Пренебрегая изменением периода, вызванным изменением величины Y , мы осреднили данные этой таблицы. В табл. 24 приведены результаты для периода первого обертона. Таблица 25 содержит данные для периода основного тона. В ней указаны логарифмы средних значений периода пульсации.

Таблица 24

Логарифмы периода пульсации (первый обертоны, светимость $L = 1,50 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек}$)

T_e	$\lg M$				
	32,099	32,875	33,061	33,243	33,423
8000°	—	—0,599	—0,699	—	—
7700	—0,437	—0,544	—0,652	—0,750	—
7400	—0,380	—0,487	—0,595	—0,695	—
7100	—	—0,427	—0,536	—0,635	—
6800	—	—0,364	—0,475	—0,577	—0,674
6500	—	—0,310	—0,411	—0,517	—0,614
6200	—	—	—0,341	—0,450	—
5900	—	—	—	—0,380	—

Таблица 25

Логарифмы периода пульсации (основной тон, светимость $L = 1,50 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек}$)

T_e	$\lg M$				
	32,519	32,699	32,875	33,061	33,243
7400°	—	—0,253	—	—	—
7100	—0,071	—0,189	0,300	—	—
6800	0,000	—0,121	0,236	—0,354	—
6500	—	—0,047	0,169	—0,285	—
6200	—	+0,033	—0,100	—0,213	—
5900	—	+0,117	—0,021	—0,140	—0,254
5600	+0,332	—	+0,061	—0,061	—
5300	+0,436	—	—	+0,020	—

Если изобразить данные этих таблиц графически, то мы увидим, что для каждой заданной постоянной T_e период по мере увеличения массы сокращается так, что произведение периода на массу в некоторой степени остается постоянным. Это есть следствие зависимости периода от средней плотности звезды.

Расчетных моделей для других светимостей мало. Только светимость $L = 2,80 \cdot 10^{35}$ *эрг/сек* дает возможность вычислить аналогичные таблицы. Вот образец одной из них.

Таблица 26

Логарифмы периода пульсации (светимость $L = 2,80 \cdot 10^{35}$ *эрг/сек*)

T_e	Основной тон			Первый обертоп	
	$\lg M$				
	32,875	33,061	33,243	33,061	33,243
7400°	—	—	—	—0,383	—0,485
7100	—0,085	—0,195	—	—0,322	—0,423
6300	—0,017	—0,132	—0,240	—0,259	—0,363
6500	+0,056	—	—0,175	—	—0,303
6200	—	—	—0,198	—	—
5900	—	—	—0,076	—	—

Увеличение светимости также существенно влияет на величину периода — оно увеличивает период.

Изучая зависимости, возникающие в совокупности моделей, соответствующих $L = 1,50 \cdot 10^{35}$ *эрг/сек*, Кристи установил следующие соотношения. Постоянная пульсации Q_0 может быть приближенно выражена формулой

$$Q_0 = 0,033 \left(\frac{9000}{T_e} \right)^n,$$

где $n = 0,18 M_0 / M$.

Это выражение может быть преобразовано к виду

$$R \propto R^{1,6 + \frac{\pi}{2}}.$$

При изучении уравнения малых колебаний звезды используется безразмерная величина μ . Она равна

$$\mu = - \frac{r}{p} \frac{dp}{dr}.$$

Кристи вычислил значение этой величины в точке $r/R = 0,83$, где находится узел первого обертона. Оказалось, что эта величина тесно связана с постоянной пульсации Q_0 . При «переходном» периоде

$$\mu(0,83) = 19,0, \text{ а } Q_0 = 0,0365.$$

Большое внимание было уделено изучению формы кривых лучевых скоростей и блеска, которые, как уже было сказано, получились асимметричными. В работе Кристи помещена табл. 3, содержащая много полезных для сравнения теории с наблюдениями величин. В ней для 52-х моделей по заданным светимостям, массам, температурам и химическому составу приведены данные о величине относительного изменения радиуса $\frac{\Delta R}{R}$, максимальной и минимальной светимостях, амплитудах изменения блеска (в звездных величинах), максимальной и минимальной температурах и ряде других параметров. Таким образом, эта таблица дает представление об общих характеристиках переменности. «Ведущим» параметром является средняя эффективная температура. Иллюстрируем эту таблицу рис. 76, на котором изображены изменения лучевых скоростей, светимости, амплитуд, эффективных температур, $\frac{\Delta R}{R}$, сдвига фаз и величин M и m_L (смысл которых будет объяснен ниже), в зависимости от изменения средней эффективной температуры.

В качестве примера мы выбрали такие серии моделей, которые характеризуются внешними параметрами $L = 1,50 \cdot 10^{35}$ *эрг/сек*, $M = 1,15 \cdot 10^{33}$ г и гелиевым содержанием $Y = 0,30$ и $0,45$.

К описанию этого рисунка мы вернемся далее, а пока укажем, что для характеристики кривой блеска Кристи предложил выбрать еще три интегральных параметра. Обозначим через t_0 момент перехода светимости через ее

«нормальное» значение L_0 на восходящей ветви кривой блеска, а через t_1 момент такого же перехода после максимума блеска. Под интегральной амплитудой светимости Кристи понимает величину

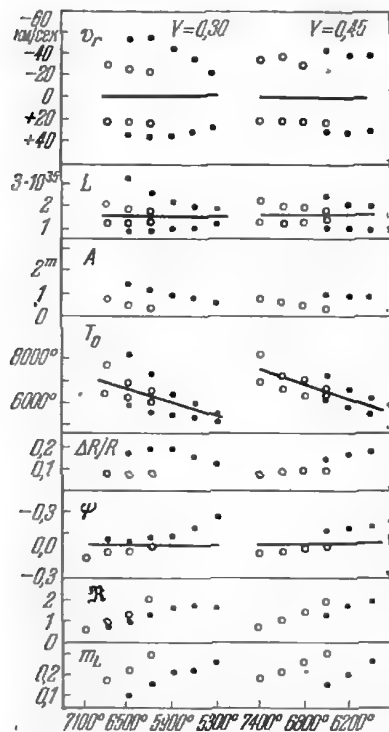


Рис. 76. Изменение лучевых скоростей, светимостей, амплитуд, эффективных температур, $\Delta R/R$, сдвига фаз и величин R и m_L в зависимости от изменения средней эффективной температуры (см. текст).

«нулевое» значение (т. е. $v_r - \gamma$ — лучевой скорости пространственного движения звезды) на восходящей ветви кривой блеска. Это — момент минимального значения

$$A_L = \frac{\int_{t_0}^{t_1} (L - L_0) dt}{PL_0}. \quad (5.15)$$

«Моментом» кривой изменения светимости по Кристи является величина

$$m_L = \frac{\int_{t_0}^{t_1} (t - t_0) (L - L_0) dt}{P \int_{t_0}^{t_1} (L - L_0) dt}. \quad (5.16)$$

Эти величины характеризуют кривую изменения блеска «в целом». Вторая из них заменяет обычно принятую асимметрию кривой ϵ .

Чтобы связать изменение блеска с изменением радиуса фотосферы, Кристи ввел величину

$$\mathfrak{K} = \frac{\Delta R}{R} / A_L. \quad (5.17)$$

Обозначим теперь через t_2 момент перехода лучевой скорости звезды через

радиуса фотосферы. Тогда важной характеристикой является сдвиг фаз

$$\psi = \frac{t_0 - t_2}{P}. \quad (5.18)$$

Все эти величины могут быть вычислены теоретически и они приведены в табл. 2 и 3 работы Кристи.

Теперь перейдем к описанию некоторых деталей рис. 76. На нем видно, что содержание гелия при одинаковых средней светимости и массе звезды существенно влияет на свойства пульсации. Увеличение Y увеличивает амплитуду изменения лучевых скоростей колебаний первого обертона и уменьшает амплитуду основного тона. То же самое можно сказать и об амплитуде светимости. Это, несомненно, связано с аналогичными изменениями амплитуды эффективных температур.

Особенно интересно ведет себя сдвиг фаз ψ . Нетрудно видеть, что для первого обертона сдвиг фаз отрицателен, а для основного тона — положителен. Вместе с тем наблюдается прогрессивный его рост с понижением температуры.

Зависимость сдвига фаз от величины Y показывает, что при увеличении последней сдвиг фаз существенно изменяется.

Наконец, изменение величины m_L свидетельствует о том, что кривые при уменьшении температуры стремятся стать более симметричными.

Многие из этих величин могут быть определены из наблюдений. Было бы очень важно решить обратную задачу, а именно, установить функциональные зависимости внешних параметров: светимости, массы и химического состава от величин, определяемых из наблюдений. Эта задача более сложна и для ее решения пока вычислено мало моделей. Более того, может оказаться, что не все получаемые из наблюдений величины являются независимыми друг от друга. Последний вопрос также исследовал Кристи.

Он установил, что сдвиг фазы ψ зависит от T_e и Y . От этих же величин зависит и $\mathfrak{K}$. Существуют и «внутренние» зависимости: $\mathfrak{K}$ от m_L , m_L от ψ и $\mathfrak{K}$ от ψ . Все это может внести некоторые осложнения в будущую точную

подгонку модели к реально наблюдающимся свойствам переменной звезды.

Наконец, надо заметить, что на некоторых из кривых блеска согласно теории появляются горбы, вызванные распространением вторичных волн сжатия. Такие горбы действительно наблюдаются, и при более подробном вычислении моделей это может служить дополнительным критерием к установлению внешних параметров. Последний вопрос еще совсем не изучен.

Теория Кристи не может объяснить эффект Блажко. Вместе с тем даже у звезд типа RRc, как мы знаем, обнаружены пока мало изученные явления, напоминающие эффект Блажко. Известно только две работы в этом направлении. Установлены большие колебания амплитуды и кривой блеска у BV Aqr (Цесевич, 1966) и у RU Psc (Тремко, 1964). У Кристи подобные звезды колеблются в первом обертоном, а второй обертоном им не изучен.

ЛИТЕРАТУРА

- А б т, 1958 — Abt H. A., ApJ 130, 824.
 Б о н з а к, 1957 — Bonsack W. K., ApJ 126, 291.
 В а л ь р а в е н, 1949 — Walraven Th., BAN 11, Nr 17, 403.
 В у л л и, Х а р д и н г, К а с с е л ь с, С а у н д е р с, 1965 — Woolley R., Harding G. A., Cassells A. J. and Saunders J., Royal Obs. Bull. 97.
 Д а н ц и г е р, О у к, 1967 — Danziger I. J. and Oke J. B., ApJ 147, 151.
 Д е т р е, Б а л а ш - Д е т р е, 1950 — Detre L. and Balazs-Detre, Bud. Mitt, Nr 23.
 Д е т р е, Б а л а ш - Д е т р е, 1962 — Detre L. and Balazs-Detre J., Kleine Veröff. Remeis Sternw. Bamberg 34, 90.
 Д и к к е н с, С а у н д е р с, 1965 — Dickens R. J. and Saunders J., Royal Obs. Bull. 101.
 Е р г е н с е н, П е т е р с е н, 1967 — Jorgensen H. E. and Petersen J. O., Zs. f., Ap. 67, 377.
 И в а н о в с к а я, 1953 — Iwanowska W., Torun Bull. 11.
 К и н м а н, В и р т а н е ц, 1963 — Kinman T. D. and Virtanen, C. A., Ap. 137, 698.
 К о у д, 1960 — Code A. D., Stellar Atmospheres, ed. Jesse Greenstein, стр. 50, University of Chicago Press; русск. перевод, 1963, ИЛ.
 К р и с т и, 1964 — Christy R. F., Reviews of Modern Physics 36, 2, 555.
 К р и с т и, 1966 — Christy R. F., ApJ. 144, 1, 108.

- К у к а р к и н Б. В., 1949, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат.
 Л а н г е Г. А., 1960, Астрон. цирк., № 212.
 М а к Н а м а р а, 1965 — McNamara D. H., Kleine Veröff. Remeis Sternw. Bamberg Bd. IV, Nr 40, p. 111.
 М и с с а н а, П л а у т, 1962 — Missana N. and Plaut L., Atti del Riunione della Societa Astron. Ital., Milano.
 М ю н ч, Т е р р а з а с, 1946 — Münch G. and Terrazas, ApJ 103, 371.
 О у к, 1966 — Oke J. B., ApJ 145, 468.
 О у к, Б о н з а к, 1960 — Oke J. B. and Bonsack S. J., ApJ 132, 147.
 О у к, Д ж и в е р, С и р л, 1962 — Oke J. B., Giver L. P. and Searle L., ApJ 136, 393.
 П а в л о в с к а я Е. Д., 1953, ПЗ 9, стр. 349.
 П р е с т о н, 1959 — Preston G. W., ApJ 130, 507.
 П р е с т о н, 1965 — Preston G. W., ApJ 142, 1262.
 П р е с т о н, П а ч и н с к и й, 1964 — Preston G. W. and Paczynski B., ApJ 140, 181.
 П р е с т о н, С м а к, П а ч и н с к и й, 1965 — Preston G. W., Smak J. and Paczynski B., ApJ Suppl. XII, Nr 104.
 Р о б и н з о н, 1966 — Robinson L., ПЗ 16, № 1, 62.
 С и р л, О у к, 1962 — Searle L. and Oke J. B., ApJ 135, 790.
 С т р е м г р е н, 1963 — Strömberg, B., Basic Astr. Data, ed. K. Aa, Strand, p. 123, University of Chicago Press.
 С т р у в е, 1950 — Struve O., PASP 62, 217.
 С т р у в е, Б л а а у, 1948 — Struve O. and Blaauw A., ApJ 108, 60.
 Т и ф ф т, 1964 — Tift W. G., ApJ 139, 451.
 Т р е м к о, 1964 — Tremko J., Bud. Mitt. 55.
 Ф р е н г а н, 1931 — Fringant A. M., Journ des Obserw. 44, 9—10, стр. 165.
 Х а р д и, 1955 — Hardie R. H., ApJ 122, 256.
 Ц е с е в и ч В. П., 1966, Звезды типа RR Ляры, изд. «Наукова думка», Киев.
 Ц е с е в и ч В. П., и У с т и н о в Б. А., 1953, Тр. ГАНШ, т. XXIII, стр. 62, изд. МГУ.

ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА δ ЩИТА

М. С. Фролов

Таблица 27

Звезды типа δ Set

Звезда	Период	Амплитуда блеска	Открытие
HR 812	0 ^d 0 5:	0 ^m ,01 V	Миллис, 1967
ϵ Cep	0,012	4,10—4,22 V	Брейер, 1966
HR 1223	0,046	0,015 V	Брейер, 1969
HR 4644	0,056	6,44—6,46 V	Брейер, Санвал, 1968
HR 8584	0,056	0,02 V	Брейер, 1969
HR 729	0,06	0,035 V	Брейер, 1969
HR 8006	0,06	0,03 V	Брейер, 1969
HR 114	0,069	0,035 V	Ниппигура, 1969
HR 5960	0,069	0,02 V	Брейер, 1969
HR 5329	0,069	0,01 V	Миллис, 1966
HD 24550	0,076	7,41 7,44 V	Диккенс, 1967
HR 6391	0,077	0,025 V	Брейер, 1969
DQ Cep	0,079	7,4—7,48 p	Уокер, 1952
HR 7501	0,012	0,02 V	Брейер, 1969
HR 1170	0,091	0,08 V	Брейер, 1969
HR 7222	0,096	0,04 V	Брейер, 1969
HR 7561	0,100	0,05 V	Брейер, 1969
HD 116994	0,104	0,23 B	Чен, 1966
β C s	0,104	2,27 2,31 V	Миллис, 1956
HR 242	0,10—0,12	5,17 5,27 V	Кузис и др., 1969
HR 2707	0,11	5,43—5,48 V	Эгген, 1969
HR 1706	0,12	5,02 5,08 V	Данцигер, Диккенс, 1967
CC And	0,125	9,16 9,80 B	Линдблэд, Эгген, 1953
HR 3265	0,12—0,14	6,29 6,31 V	Данцигер, Диккенс, 1967
HR 3384	0,13	3,79 3,86 V	Данцигер, Диккенс, 1966
HR 1287	0,14	5,37 5,45 V	Данцигер, Диккенс, 1967
HR 1653	0,1353	6,28 6,39 V	Кузис и др., 1969
δ Del	0,136	4,41 4,49 V	Эгген, 1956
1 Mon	0,137	5,99—6,29 V	Данцигер, Диккенс, 1967
HR 5005	0,14	6,67—6,72 V	Данцигер, Диккенс, 1967
HR 5017	0,14	4,73 4,76 V	Данцигер, Диккенс, 1967
p Pup	0,141	2,63—2,78 V	Кузис, 1951
HR 7431	0,1574	0,07 V	Брейер, 1969
HR 432	0,16	0,025 V	Брейер, 1969
HR 515	0,16	0,015 V	Брейер, 1969
4 CVn	0,17	5,99—6,15 V	Вахман, 1966
δ Set	0,194	4,93—5,16 B	Фас, 1935
HR 5789/9		0,05 V	Миллис, 1967

§ 1. Введение

Смит (1955), исследуя свойства и положение на диаграмме Гердшпрунга — Рассела карликовых цефеид (включая и современные звезды типа δ Set, в то время еще не выделенные в отдельный класс переменных звезд), высказал мнение о возможном разделении этого класса звезд на две группы. Для одной из них, ниже главной последовательности, характерна SX Phe (звезда типа RRs с периодом 0^d,055), для другой, выше главной последовательности, δ Set и DQ Cep (обе звезды типа δ Set). Это разделение подтверждают также кинематические и спектральные свойства. Два года позже состоялось, можно сказать, официальное открытие нового класса переменных звезд. Эгген (1957), анализируя диаграмму цвет—светимость для ближайших к Солнцу звезд, обнаружил группу короткопериодических переменных звезд с малой амплитудой изменения блеска, прототипом которых он назвал δ Set. Всего в эту группу он включил пять звезд: DQ Cep (0^d,079), CC And (0^d,125), δ Del (0^d,135), p Pup (0^d,141) и δ Set (0^d,194).

Основные свойства нового класса переменных звезд Эгген сформулировал в четырех пунктах:

- 1) резкие спектральные линии,
- 2) галактическая широта $|b|$ меньше 20°,
- 3) $(P - V)$ от 0^m,2 до 0^m,3,
- 4) светимость между 0^m и +1^m.

Интересно отметить, что вплоть до 1966 г. по-прежнему были известны лишь те же пять членов этого класса переменных звезд.

С 1966 г. начинается бурный рост численности переменных типа δ Sct. В табл. 27 приводится список всех известных в настоящее время звезд типа δ Sct.

Как легко заметить, в настоящее время известны лишь самые яркие звезды типа δ Sct. Это является естественным следствием трудности открытия переменных звезд с малой амплитудой и коротким периодом, что практически доступно лишь фотоэлектрической фотометрии. Поэтому понятно, что последние годы явились «переломным» моментом в истории переменных типа δ Sct. Характерный пример: лишь из одной работы Данцигера и Диккенса (1967), в которой проведены фотоэлектрические наблюдения 69 звезд ярче $7^m V$ (кроме звезды № 131 в М 67 с $V = 11^m,20$) в области диаграммы Герцшпрунга—Рессела, записанной переменными типа δ Sct, мы почерпнули новых переменных звезд этого типа больше (шесть звезд), чем всего было открыто до 1966 г. Это, вероятно, в действительности один из самых многочисленных классов переменных звезд.

§ 2. Фотометрические свойства

Звезды типа δ Sct, как легко видеть из табл. 27, имеют амплитуды изменения блеска от нескольких сотых до $0^m,4$.

Периоды изменения блеска переменных этого класса, заключены в пределах от нескольких сотых дня до $0^d,2$, как и в случае карликовых цефеид (звезды типа RRs). Наиболее коротким из всех известных в настоящее время периодов пульсирующих звезд всех классов является период звезды HR 812: около 50 минут или $0^d,035$. Наиболее «долгопериодической» среди звезд типа δ Sct остается сама δ Sct: $0^d,194$.

Кривые блеска переменных типа δ Sct, как правило, синусоидальные или почти синусоидальные с величиной асимметрии $M - m$ более $0^p,3$. Нередко кривые блеска имеют горбы и другие тонкие детали и неправильности. На рис. 77 по синхронным фотоэлектрическим и спектральным наблюдениям, проведенным Уокером и Вилсоном (1956), построены графики кривых блеска B , $B - V$ и лучевой скорости CC And (Ю. Д. 2435004).

Наиболее характерной чертой в изменении блеска у звезд типа δ Sct является переменность амплитуды и формы кривой блеска. Ярким примером может служить $1 \text{ Mon} = \text{HR } 2107$. На рис. 78, заимствованном из работы Данцигера и Диккенса (1967), проведены сглаженные кривые блеска и цвета в системе

U, B, V 1 Mon по наблюдениям в Ю. Д. 2439056 и 2439139. Амплитуда блеска V изменилась от $0^m,30$ до $0^m,03$, т. е. в десять (!) раз; чуть меньше изменилась амплитуда $B - V$. Амплитуда блеска δ Sct переменна в пределах $0^m,13 - 0^m,22$, согласно Фасу (1937), а величина асимметрии кривой блеска $M - m$ меняется от $0^p,35$ до $0^p,57$ по Фасу (1935a). Стабильная кривая блеска наблюдается лишь у $\rho \text{ Pup}$, что является скорее исключением для переменных типа δ Sct. Строго говоря, и в случае $\rho \text{ Pup}$ мы не имеем полной стабильности: Понсен (1963), анализируя ряды фотоэлектрических наблюдений этой звезды, обнаружил малые непериодические отклонения индивидуальных кривых блеска от средней кривой.

Ряд исследований посвящен гармоническому анализу изменения блеска (иногда и лучевых скоростей) переменных типа δ Sct. Фич (1960a) приходит к выводу, что изменения блеска, как и изменения лучевой скорости δ Sct, удовлетворительно представляются суммой четырех косинусоид, однако, согласно обобщающему исследованию Леунга и Велау (1967), третий и четвертый компоненты по Фичу практически не заметны в изменении блеска δ Sct. При анализе блеска CC And Фич (1960b) показал, как впоследствии Леунг и Велау (1967), что кривая блес-

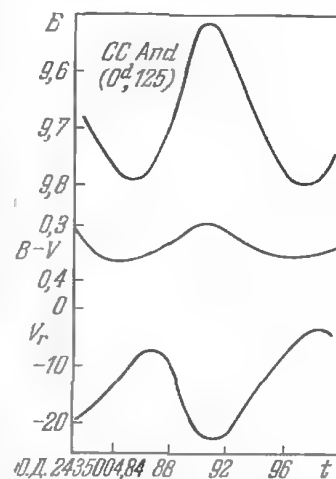


Рис. 77. Графики кривых блеска B , показателя цвета $B - V$ и лучевых скоростей CC And по одновременным фотоэлектрическим и спектроскопическим наблюдениям.

ка только в первом приближении представляется суммой четырех фурье-членов. Влияние полупериодических и непериодических флуктуаций не позволяет добиться удовлетворительного согласия между теоретической и наблюдаемой кривыми блеска. Интересно, что как у δ Sct, так и у CC And не возбуждается первый обертоп. При анализе

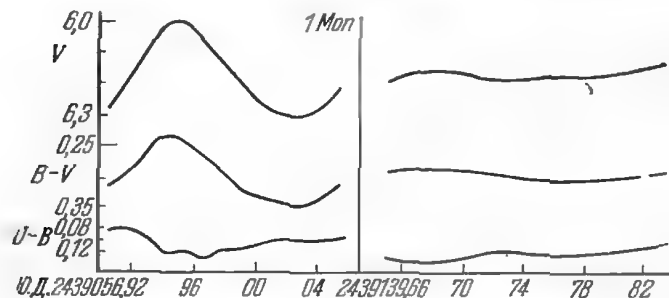


Рис. 78. Графики кривых блеска V и показателей цвета $B - V$ и $U - B$ 1 Mon по наблюдениям в различные ночи.

изменения блеска δ Del Леунг и Велау (1967) не смогли получить удовлетворительного согласия даже с шестью фурье-членами и полагают, что нельзя пока считать удовлетворительными результаты, полученные для δ Sct, δ Del и CC And.

В случае DQ Ser и особенно ρ Pup ситуация, по мнению Леунга и Велау (1967), значительно проще. Колебания блеска и лучевых скоростей ρ Pup достаточно уверенно, как еще раньше отмечал Понсен (1963), аппроксимируются простой синусоидой, а в случае DQ Ser достаточное согласие достигается при двухкомпонентном фурье-разложении.

У ряда переменных звезд типа δ Sct найдены периоды долгопериодических изменений формы и амплитуды кривых блеска. У δ Sct обнаружено два периода биений: $5^d, 24774 - 26 P_0$, впервые обнаруженный Фасом (1935), и $0^d, 838 = 4,3 P_0$, найденный первоначально в изменении лучевой скорости Паддоком и О. Струве (1954). В измене-

нии блеска CC And Фич (1960b) находит вторичный период $5^d, 233 = 42 P_0$. Изменения блеска δ Del согласно Ержиковичу (1965), помимо основной периодичности, подвержены вторичной с $P = 14^d, 5 = 106 P_0$. У 4 CVn (= AI CVn) Смит и Меллвилл (1967) обнаружили фотометрический период биений $0^d, 5610 = 3,4 P_0$.

Отмечается эффект вторичной периодичности также у HR 3888 и HR 1287, согласно Данцигеру и Диккенсу (1967).

§ 3. Лучевые скорости

В табл. 28 (третий столбец) приведены значения средней лучевой скорости звезд типа δ Sct [для 26 переменных данные взяты из каталога BS (1964)]. Как легко видеть, звезды типа δ Sct движутся относительно Солнца с небольшими скоростями (строго говоря, нужно рассматривать, конечно, пекулярные скорости). Средняя абсолютная величина лучевой скорости составляет для переменных этого типа 14 км/сек , что характерно для объектов плоской составляющей Галактики.

Многие из звезд типа δ Sct значительно раньше, чем стали известны переменными в фотометрическом смысле, были уже известны как звезды с переменной лучевой скоростью. Амплитуды изменения лучевых скоростей звезд типа δ Sct заключены в пределах от нескольких км/сек до 30 км/сек . Так, согласно Струве, Сахаде и Зеберге (1957) средняя величина $2K$ для δ Del составляет $2,6 \text{ км/сек}$; 4 CVn (= AICVn) имеет амплитуду 27 км/сек , согласно Джонсу и Хаслам (1966).

Кривые лучевых скоростей, подобно кривым блеска, как правило, нестабильны и показывают вторичную периодичность. Так, например, у δ Sct оба периода вторичных изменений ($26 P_0$ и $4,3 P_0$) присутствуют как в изменениях блеска, так и в изменении лучевых скоростей; амплитуда лучевой скорости переменна: от $6,5$ до $15,2 \text{ км/сек}$. Переменна также, например, кривая лучевых скоростей DQ Ser с $P = 0^d, 3751 = 4,8 P_0$, согласно Сахаде и др. (1956); амплитуда лучевых скоростей меняется в пределах от $6,5$ до $11,8 \text{ км/сек}$. Зато ρ Pup, не показывающая вторичной периодичности в изменении блеска, не показывает

Таблица 28

Характеристики звезд типа δ Sct

Звезда	Период	V_r , км/сек	$V \sin i$, км/сек	$B - V$	$U - B$	Спектр
HR 812	0,035:	-2	90	0,24	0,12	A7 IV
ϵ Cep	0,042	-1	88	0,27	0,06	F0 IV
HR 1223	0,016	-2	160	—	—	A5
HR 4634	0,056	-5	175	0,17	0,11	A7 V
HR 8584	0,056	+2	—	—	—	A5
HR 729	0,06	+19	180	0,25	0,10	A4 n
HR 8006	0,06	—	200	0,29	0,08	F0
HR 114	0,069	-10	35	0,26	0,03	A _m
HR 5960	0,069	-8	164	0,28	0,07	F0 IV
HR 5329	0,069	-16	130	0,20	0,15	A7 IV
HR 24550	0,076	—	100	0,38	0,17	sg A8 n
HR 6391	0,077	-2	—	—	—	A3
DQ Cep*	0,079	-22	35 (60)	0,34	0,12	F1 IV
HR 7501	0,082	-25	100	—	—	F0
HR 1170	0,091	-15	100	—	—	F0
HR 7222	0,096	+5	—	—	—	F2
HR 7561	0,100	-12	110	0,23	0,09	F0 III
HD 116994	0,104	—	—	—	—	A5
β Cas	0,101	+12	70	0,34	—	F2 IV
HR 342	0,10—0,12	+22	—	0,35	0,13	dF2
HR 2707	0,11:	+30	138	0,30	—	A8 n
HR 1706	0,12	-10	15	0,25	0,19	A9 V
CC And*	0,125	-10	35 (< 20)	0,33	0,08	F3 IV—V
HR 3265	0,12—0,14	—	20—25	0,30	0,14	A5
HR 3888	0,133	+31	110	0,29	0,10	F2 IV
HR 1287	0,134	+19	≤ 10	0,34	0,05	dF3
HR 1653	0,1353	+7	—	0,33	0,04	F2 IV
δ Del*	0,136	+8	35 (40)	0,30	0,11	F2 IV
1 Mon	0,137	+15	10—15	0,29	0,11	F2 II
HR 5005	0,14	—	60	0,30	0,08	F0 II
HR 5017	0,14	+8	< 10	0,32	0,23	F0 IV
ρ Pup*	0,141	+16	25 (15)	0,42	0,17	F6 II p
HR 7331	0,1574	+1	43	0,26	0,18	F0
HR 432	0,16	+4	110	0,14	—	A4 III
HR 515	0,16	-1	—	0,25	0,17	A7 n
4 CVn	0,17	+4	85	0,33	0,18	F0
δ Sct*	0,194	-45	35 (15)	0,35	0,10	F3 III
HR 5788/9	0,13	-38	80	—	—	F0 IV

этого эффекта и в изменении лучевой скорости согласно Струве, Сахаде и Зеберге (1956).

Каково же соотношение между изменениями блеска и изменениями лучевой скорости звезд типа δ Sct?

Наиболее полное рассмотрение вопроса о фазовом соотношении между кривыми блеска и лучевых скоростей имеется в работе Леунга и Велау (1967). Общей закономерностью является запаздывание момента максимальной скорости расширения звезды относительно момента максимума блеска (см. рис. 77). В среднем эта величина составляет $0^m,10$.

В той же работе Леунга и Велау (1967) получена зависимость между амплитудами блеска и лучевых скоростей для переменных типа δ Sct. Зависимость получена по пяти звездам этого типа (δ Sct, δ Del, ρ Pup, CC And и DQ Cep), однако ввиду амплитудной модуляции кривых блеска и лучевых скоростей эта зависимость основывается на 14 парах значений $\Delta m - \Delta V_r$. На рис. 79 показана полученная Леунгом и Велау (1967) зависимость амплитуды блеска в синих лучах от амплитуды лучевых скоростей для звезд типа δ Sct и для сравнения нанесены аналогичные зависимости для звезд типа RR Lyr, полученные Престоном и Пачинским (1964), а также для классических цефеид по данным Эггена (1951) и карликовых цефеид (см. следующую главу). Как легко видеть, зависимость $\Delta V_r - \Delta m$ для звезд типа δ Sct более крутая, чем для цефеид и звезд типа RR Lyr. Если для цефеид угловой коэффициент зависимости равен 36, для звезд типа RR Lyr 48, для карликовых цефеид 58, то для переменных типа δ Sct он составляет 63. Различие угловых

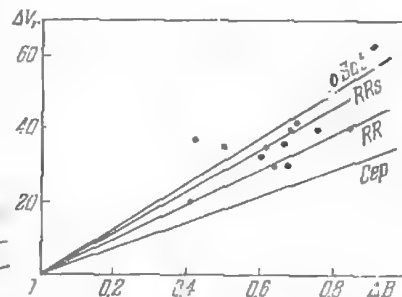


Рис. 79. Зависимость амплитуды изменения лучевых скоростей — амплитуда блеска в синих лучах для звезд типа δ Sct (нанесены значения для отдельных звезд), карликовых цефеид (RRs), переменных типа RR Lyr (RR) и цефеид (Cep).

коэффициентов зависимости $\Delta V_r - \Delta t$ для карликовых цефеид и звезд типа δ Sct не превосходит пределов ошибок. Вероятно, существует единая зависимость для звезд этих двух типов.

Баском (1957) обнаружил у ρ Pup эффект переменного уровня хромосферы, хорошо известный у звезд типа RRab; как и у этих звезд наибольшая амплитуда лучевых скоростей ρ Pup соответствует линиям поглощения H_γ и H_δ ; в меньшей степени этот эффект замечен по линиям Sr II λ 4077 Å.

§ 4. Показатели цвета; спектральный класс

Эгген (1957), открывший этот тип переменных звезд, обратил внимание на довольно узкие пределы значений показателя цвета: $0^m,2 - 0^m,3$ $P - V$. В настоящее время, когда число известных переменных типа δ Sct значительно возросло, эти границы расширились более, чем вдвое: $0^m,14 - 0^m,42$ $B - V$. Пределы значений $U - B$: $0^m,04 - 0^m,23$. Спектральные классы переменных звезд типа δ Sct теперь уже не умещаются в рамки F1—F6, как считалось раньше; современные спектральные пределы: A3—F6. В пятом и шестом столбцах табл. 28 приводятся средние значения $B - V$, $U - B$, а в седьмом — спектрального класса звезд типа δ Sct.

Рассмотрим поведение показателей цвета в процессе пульсации звезды. Кривая изменения цвета $B - V$ практически синфазна с кривой блеска: в максимуме блеска звезда наиболее голубая, а наибольшего значения $B - V$ достигает в минимуме (см., например, рис. 77). Амплитуда изменения $B - V$ обычно в два или в три раза меньше амплитуды блеска в лучах V . При амплитудных модуляциях амплитуда цвета, как правило, коррелирует с изменением амплитуды блеска (см. рис. 78). Исключением является IIR 1287, которая, по данным Данцигера и Диккенса (1967), при практически постоянной амплитуде блеска $0^m,08$ V показывает в Ю. Д. 2439058 практически постоянный (в пределах $0^m,01$) цвет $B - V$.

Показатель цвета $U - B$ почти постоянен у большинства переменных типа δ Sct. Его изменение на немногие сотые звездной величины наблюдается лишь в случае не-

скольких звезд с большими амплитудами блеска (см., например, рис. 78.) Наименьшее значение $U - B$ соответствует приблизительно минимуму блеска, что напоминает поведение переменных типа RRc.

На рис. 80 показано положение звезд типа δ Sct (точки) на двухцветной диаграмме. Положение линии главной последовательности на двухцветной диаграмме нанесено согласно Паренго (1958), а линии нулевой главной последовательности согласно Эггену (1965). Все переменные типа δ Sct находятся ниже линии главной последовательности и практически все — ниже линии нулевой главной последовательности. Такое положение звезд этого типа, по мнению Данцигера и Диккенса (1967), объясняется малыми значениями силы тяжести на поверхности звезды.

«Петли» переменных типа δ Sct подобны тем, которые показывают звезды типа RRab, но значительно меньшей площади. Направление обхода у этих типов переменных звезд одинаково: против часовой стрелки.

§ 5. Светимости

Для нескольких переменных типа δ Sct есть достаточно уверенные определения тригонометрического параллакса, для многих есть определения спектроскопической светимости. Несколько звезд типа δ Sct являются возможными членами звездных группировок с одинаковым движением (работы Эггена). Наконец, недавно открытая переменная типа δ Sct IIR 4684 является членом рассеянного скопления в Волосах Вероники: ее абсолютная величина равна $+1^m,89$, если принять модуль расстояния до скопления $4^m,55$ по Бекеру (1963). Членами групп звезд с одинаковым

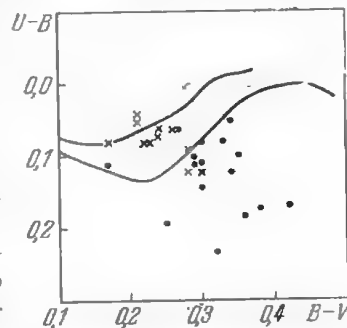


Рис. 80. Положение звезд типа δ Sct (точки) и карликовых цефеид (крестики) на двухцветной диаграмме.

движением являются δ Sct — член группы Гиад: $+1^m,4$ по Эггену (1960a); δ Del — член группы Сириуса: $+0^m,9$ по Эггену (1960b); возможно, принадлежат к группе Гиад 4 CVn согласно Хамфрейсу (1967): $+0^m,8$ и HR 5017 по Данцигеру и Диккенсу (1967): $+0^m,4$. Весьма надежные тригонометрические параллаксы определены, например, для β Cas: $0',073$ по каталогу BS (1964) и ϵ Ser: $0',037$, по Дженкинсу (1963).

В табл. 29 приводятся абсолютные величины звезд типа δ Sct: в большинстве случаев $\bar{M}_V$ определены по данным *uvby*-фотометрии.

Таблица 29

Абсолютные величины, масса, радиусы и температуры звезд типа δ Sct

Звезда	P	$\bar{M}_V$	$T_e, ^\circ K$	$\lg g$	$K_\odot$	$\frac{R}{R_\odot}$
ϵ Ser	0d 042	$+2^m,0$	—	—	—	—
HR 4684	0,056	$+1,89$	—	—	—	—
HR 5329	0,069	$+1,2$	7700	3,63	3,0	1,9
HD 24550	0,076	$+0,6$	6460	3,0	5,2	2,2
DQ Ser	0,079	$+1,8$	6720	3,32	2,8	1,6
β Cas	0,104	$+1,6$	—	—	—	—
HR 2717	0,11	$+2,1$	—	—	—	—
HR 1706	0,12	$+1,0$	7300	3,53	3,7	2,0
CC And	0,125	$+2,2$	—	—	—	—
HR 3265	0,12—0,15	$+1,9$	6630	3,17	2,7	1,6
HR 3588	0,133	$+1,6$	6950	3,64	2,9	1,7
HR 1287	0,134	$+1,8$	6380	3,05	3,3	1,6
δ Del	0,136	$+1,3$	6900(7300)	3,2(3,8)	4,3(2,9)	1,8
1 Mon	0,137	$+1,7$	7250	3,80	2,7	1,7
HR 5005	0,14	$+1,6$	6950	3,67	2,9	1,7
HR 5017	0,14	$+0,9$	6500	2,72	4,5	2,0
ρ Pup	0,141	$+0,7$	6370(6800)	2,2(1,4)	5,8(4,9)	2,1
4 CVn	0,17	$+0,9$	6540	3,07	4,2	2,0
δ Sct	0,194	$+1,1$	6383(7100)	2,8(3,6)	2,9(3,7)	1,9
HR 812	0,035:	$+2,1$	—	—	—	—

Недавно Фролов (1969), основываясь на шести звездах типа δ Sct с наиболее надежными абсолютными величинами (как правило, соответствующими тригонометриче-

ским параллаксам, превышающим $0',030$), показал, что существует четкая зависимость $P - L$ для переменных этого типа (рис. 81). Этой зависимости не удовлетворяет только ρ Pup, во многих отношениях не типичная для звезд типа δ Sct.

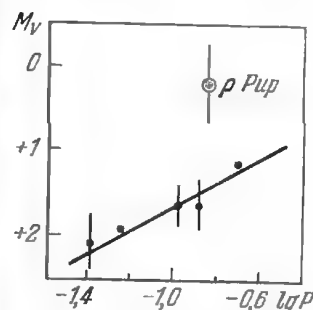


Рис. 81. Зависимость периода — светимости для звезд типа δ Sct.

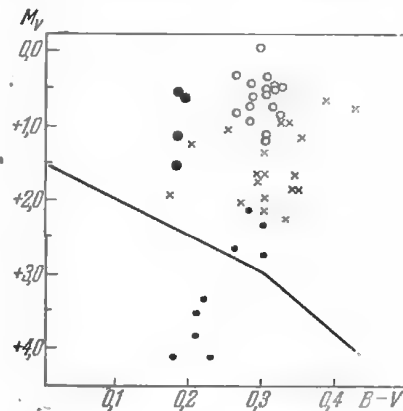


Рис. 82. Положение звезд типа δ Sct (крестики), карликовых цефеид (точки), звезд типа RRab (пустые кружки) и RRc (точки в кружках) на диаграмме Герцшпрунга — Рассела; линия показывает положение главной последовательности.

На рис. 82 показано положение звезд типа δ Sct (крестики) на диаграмме Герцшпрунга—Рассела; линией обозначено положение главной последовательности нулевого возраста. Звезды типа RRab (кружки), RRc (черные кружки) и карликовые цефеиды (точки) нанесены на диаграмму по данным Мак Намары (1965). Дополнительно показано положение двух карликовых цефеид (SX Phe и AI Vel); их светимости вычислены по тригонометрическим параллаксам, а нормальные показатели цвета взяты из работы Фролова (1965). Рассматривая диаграмму, можно прийти к выводу, что звезды типа δ Sct имеют большие пределы значений цвета $B - V$, чем звезды типа RR Lyr вместе с карликовыми цефеидами; пределы M_V для переменных типа δ Sct такие же, как и у звезд типа

RR Lyr, и чуть меньше, чем у переменных типа RRs (карликовые цефеиды). По светимости звезды типа δ Sct в основном заполняют пробел между переменными типа RR Lyr и карликовыми цефеидами, несколько перекрываясь по абсолютной величине с первыми. Подобно звездам типа RR Lyr, переменные типа δ Sct расположены выше главной последовательности, в отличие от карликовых цефеид, часть которых находится значительно ниже главной последовательности.

§ 6. Физические параметры переменных типа δ Sct

Исходя из положения переменных типа δ Sct на диаграмме Герцшпрунга — Рассела и из вычисленного Ибе-ном (1967) трека эволюции звезд с массой, равной 1,5 солнечной, можно ожидать, согласно Данцигеру и Диккенсу (1967), что массы звезд типа δ Sct составляют от 1,6 до 2,1 масс Солнца (седьмой столбец табл. 29). В то же время, из спектроскопических наблюдений и последующего сопоставления с теоретическими моделями атмосфер можно получить величины T_e и ускорения силы тяжести g (четвертый и пятый столбец табл. 29). Зная абсолютную величину звезды, теперь можно вычислить ее массу, а также, исходя из соотношения период-плотность, и значение пульсационной константы Q :

$$\lg Q = \lg P + 0,5 \lg g_{\odot} + \lg T_{e\odot} + 0,1 (M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot}).$$

Как свидетельствуют Данцигер и Диккенс (1967), для звезд типа δ Sct массы, вычисленные вторым способом, систематически меньше (0,2—1,7 $M_{\odot}$) предсказываемых теорией звездной эволюции. Особенно велико расхождение у ρ Pup: 0,2 $M_{\odot}$ по сравнению с 2,1 $M_{\odot}$. Вычисленные значения Q попадают в интервал 0,005—0,041, что, согласно расчетам пульсационных моделей звезд Кристи (1966), заставляет предполагать для ряда звезд типа δ Sct пульсацию в обертонах, выше четвертого. Наиболее простой выход из создавшейся ситуации мы находим в работе Бессела (1967), где автор считает эти трудности результатом систематической недооценки величины бланкетинг-

эффекта и неправильной абсолютной калибровки. Это вызывает занижение величин T_e и g (значения Бессела приведены в четвертом и пятом столбцах табл. 29 в скобках), а следовательно, и M и Q .

Бессел получил значения масс 1,9, 2,0 и 2,2 для δ Del, δ Sct и ρ Pup и величины Q соответственно 0,039, 0,039 и 0,020. Таким образом, если прав Бессел, то звезды типа δ Sct имеют массы около 1,5—2 солнечных, что достаточно хорошо согласуется с эволюционными оценками массы.

Исходя из значений пульсационной константы по Бесселу, можно сделать вывод, что переменные типа δ Sct пульсируют либо в основной моде, подобно δ Sct и δ Del, либо в первом обертоме, как ρ Pup.

В шестом столбце табл. 29 приведены величины радиусов, вычисленные по формуле

$$R = \sqrt{\frac{G \cdot M}{g}},$$

где G — постоянная тяготения, M и g — соответственно масса и ускорение силы тяжести на поверхности звезды. Эти радиусы соответствуют значениям g и T_e и «спектроскопическим» массам по Данцигеру и Диккенсу (1967). В скобках приведены величины радиуса δ Del, δ Sct и ρ Pup по Бесселу (1967); для HD 24550 значения g и M взяты из работы Диккенса (1967).

Величины радиусов звезд типа δ Sct практическипадают в диапазон значений для переменных типа RR Lyr, хотя массы последних значительно меньше (порядка половины солнечной массы).

§ 7. Химический состав

Как отмечают Мак Намара и Огасон (1962), спектральный класс δ Sct, CC And и DQ Ser по линиям Ca II более поздний, чем класс, соответствующий линиям поглощения водорода. В среднем нормальную интенсивность имеют линии Ca у HR 4684, согласно Брежеру и Санвалу (1968). Это свидетельствует о повышенном или нормаль-

ном содержании кальция в атмосферах этих звезд. Недостаток Ca надежно подмечен только у одной звезды ρ Pup, о чем говорит, во-первых, ее более ранний спектральный класс по линиям кальция, чем по линиям водорода, согласно Байдельману (1951), и, во-вторых, подтверждают результаты спектрофотометрического исследования Гринстейна (1948). Ситуация с δ Del недостаточно ясна: линии Ca II в спектре слабы и соответствуют классу A7 (по сравнению с водородным спектром F2 IV), но, с другой стороны, в результате тщательного анализа методом кривых роста Боярчук (1961) приходит к выводу о повышенном вдвое содержании металлов у δ Del и δ Sct по сравнению с нормальными звездами населения I. В той же работе обнаружено повышенное (относительно других металлов) содержание Sc и недостаток Al, Ni и Sr, а также несколько увеличенное по сравнению с металлами содержание углерода.

Итак, на настоящем этапе изучения звезд типа δ Sct можно прийти к заключению, что химический состав их атмосфер, как правило, свидетельствует о практически нормальном содержании тяжелых элементов, характерном для звезд населения I.

Интересным фактом является открытие переменности блеска типа δ Sct у «металлической» звезды (Am) HR 114 (28 And).

§ 8. Тип населения

Принимая справедливость выводов Бессела (1967), приходим к практически полному согласию спектроскопических и эволюционных оценок масс звезд типа δ Sct (см. § 6). Отсюда можно сделать вывод о том, что переменные типа δ Sct находятся еще в стадии отхода от главной последовательности, что свидетельствует о молодости этих объектов. Подтверждением этому послужило недавнее открытие переменный типа δ Sct, которые являются членами рассеянных скоплений.

Другим аргументом в пользу молодости этих объектов является принадлежность δ Sct и вероятная принадлежность 4 CVn и HR 5017 к движущейся группе звезд Гиад населения I.

Кинематические свойства переменных типа δ Sct в настоящее время еще недостаточно изучены из-за малочисленности известных объектов. Как было показано в § 3, средняя лучевая скорость переменных этого типа составляет 14 км/сек, что является нормальной величиной для звезд населения I. Ван Герк (1965), изучая кинематику звезд типа RR Lyr различных периодов, рассматривает ряд переменных типа δ Sct. Принимая среднюю абсолютную величину звезд типа δ Sct $+0^m,9$ он вычислил компоненты U , V и W пространственной скорости пяти звезд этого типа; их величины также свидетельствуют о принадлежности переменных типа δ Sct к плоской составляющей Галактики.

§ 9. Природа вторичной периодичности у звезд типа δ Sct

Одним из самых характерных признаков переменной звезды типа δ Sct, как уже говорилось, является нестабильность как кривых блеска и цвета, так и кривых лучевых скоростей; для ряда переменных известно наличие мультипериодичности (для других она, вероятно, еще будет открыта).

Опишем современные взгляды на происхождение эффекта вторичной периодичности у переменных типа δ Sct.

Кристи (1965) при расчете пульсационных моделей звезд типа RR Lyr обращает внимание на особый случай, когда в звезде одновременно возбуждаются как фундаментальная пульсация, так и пульсация в первом обороте. В этом случае должна возникать частотная модуляция с периодом, равным приблизительно $3P_0$ или $4P_0$. Исходя из этого, Кристи считает, что сверхкороткопериодические звезды, подобные SX Phe, VZ Cnc (обе переменные типа RRs) и δ Sct, пульсируют именно на такой «смеси» частот. Действительно, у трех переменных типа δ Sct из шести, для которых в достаточной степени изучена мультипериодичность, обнаружено «нужное» отношение длины вторичного периода к фундаментальному (δ Sct, DQ Cep и 4 CVn). Учитывая трудность нахождения периодов вторичной периодичности вообще и у звезд типа

δ Sct (с малыми амплитудами) в особенности. можно полагать, что «механизм Кристи» должен работать у большинства переменных этого типа.

Интересны также мнения Фича и Фуллертона по поводу причин возникновения мультипериодичности у переменных типа δ Sct. Фич (1967), анализируя изменение блеска CC And, пришел к выводу, что вторичную периодичность у этой звезды трудно объяснить чем-либо, кроме результата приливного воздействия тесного спутника. Далее Фич основывается на том, что звезды типа δ Sct имеют пониженную скорость осевого вращения по сравнению с постоянными звездами той же светимости и спектрального класса. Исходя из найденной Абтом (1965) корреляции между величиной скорости осевого вращения и двойственностью, делается вывод о том, что звезды типа δ Sct — двойные. Этот аргумент подкрепляется аналогией с δ Del, которая подобно CC And показывает долгопериодическую переменность и одновременно является спектрально-двойной.

Фич считает, что тесный спутник переменной типа δ Sct оказывает возмущающее влияние на зоны ионизации гелия и (или) водорода, ответственные за пульсацию звезды.

Фуллертон (1967), исследуя изменения блеска ряда звезд типа δ Sct, выделяет, в частности, группу из трех звезд (δ Del, δ Sct и CC And). У этих переменных, во-первых, вторичное колебание близко по частоте к основному и, во-вторых, возбуждаются близкие по величине пары частот. Для объяснения первого свойства Фуллертон предполагает различие полярного и экваториального радиусов звезды. Пары близких частот могут возникать в результате приливного воздействия близкого компонента. Подтверждение своей гипотезы автор видит в спектральной двойственности δ Del с периодом 40^d . Двойственность δ Sct и CC And Фуллертон предсказывает.

В связи с гипотезами Фича и Фуллертона рассмотрим частоту спектральной двойственности у переменных типа δ Sct и скорость осевого вращения этих звезд.

Спектральная двойственность δ Sct была открыта еще в 1900 г. Райтом (1900). Звезда HR 1706 (14 Aur) спектрально-двойная согласно Харперу (1938). Звезда

ρ Pup — также спектрально-двойная с одиночным спектром по Этгену (1957). На спектральную двойственность δ Del есть указания в публикации Яшека, Конде и де Сьерра (1964); Престон определил период $40^d,5$. Спектрально-двойной с периодом 27^d является также β Cas.

То, что из пяти «классических» представителей переменных типа δ Sct три звезды — спектрально-двойные, говорит в пользу гипотез Фича и Фуллертона: вероятно, многие звезды этого класса имеют тесных спутников. В частности, ведь спектральную двойственность δ Sct Фуллертон предсказал, не зная работы Райта.

Однако двойственность ρ Pup, не показывающей вторичной периодичности, является аргументом против обеих гипотез.

Рассмотрим вопрос о величине скорости осевого вращения переменных типа δ Sct. Мак Намара (1961) провел статистику значений $V \sin i$ для этих переменных и нашел $\bar{V} \approx 35$ км/сек в предположении о случайном характере распределения направлений осей вращения.

В табл. 28 в четвертом столбце приведены значения $V \sin i$ для переменных типа δ Sct. Для «классических» пяти звезд (отмечены звездочкой) в скобках указаны современные значения $V \sin i$ (это те переменные, основываясь на значениях осевой скорости которых Мак Намара получил свои выводы). В основном значения $V \sin i$ взяты из работы Данцигера и Диккенса (1967).

Мак Намара приходит к выводу, что все, т. е. «классические» пять звезд, переменные типа δ Sct, вращаются значительно медленнее, чем постоянные звезды тех же светимостей и спектральных классов (125 км/сек). Кроме того, ρ Pup, единственная звезда, не показывающая вторичной периодичности, имеет и наименьшую скорость вращения. Мак Намара видит в этом полную аналогию со звездами типа β CMa (Мак Намара, Хансен, 1961): существует критическая величина скорости вращения, такая, что радиальная пульсация при больших скоростях невозможна; кроме того, самые малые скорости вращения — у звезд, не показывающих эффекта вторичной периодичности.

Современные данные втрое богаче, чем тот материал о скоростях вращения, которым располагал Мак Намара.

Уже неверен вывод о том, что все переменные типа δ Sct вращаются медленнее соответствующих постоянных звезд. Среди известных сейчас звезд типа δ Sct есть как звезды с малыми скоростями вращения (10–20 км/сек), так и быстро вращающиеся звезды (около 100 км/сек), составляющие приблизительно четвертую часть общего числа известных переменных этого класса. Таким образом, четвертая часть переменных типа δ Sct практически не отличается по величине $V \sin i$ от постоянных звезд той же области диаграммы Герцшпрунга — Рессела.

Второй вывод Мак Намары также под вопросом, поскольку среди звезд с малыми значениями $V \sin i$ (≤ 15 км/сек) есть звезда 1 Моп, у которой наблюдается сильнейшая модуляция амплитуды изменения блеска (см. рис. 78). У HR 1287 (≤ 10 км/сек), имеющей достаточно плотные ряды фотозлектрических наблюдений, практически не заметно амплитудных модуляций, однако эффект бийений заподозрен Данцигером и Диккенсом (1967) по неправильностям периода. Звезда HR 1706 (15 км/сек) не показывает амплитудной модуляции, а для звезды HR 5017 (< 10 км/сек) пока имеется явно недостаточное число наблюдений для подобных выводов. К этой же группе звезд, помимо ρ Pup, принадлежит согласно современным данным и δ Sct, известная своей мультипериодичностью.

Хотя из сказанного выше и следует, что справедливость этого вывода Мак Намары весьма сомнительна, однако, как нам кажется, пока преждевременно и полностью зачеркивать его, поскольку статистика «держится» практически только на недавно открытых и, как следствие этого, малоизученных переменных типа δ Sct. Следует напомнить, что нельзя забывать и об эффекте проекции, а ведь случайно i может быть близко к 90° и кажущаяся малой осевая скорость в действительности может оказаться весьма значительной. К тому же, и сами значения $V \sin i$ могут иметь существенную неточность, иллюстрацией чего может служить δ Del, для которой $V \sin i = 35$ км/сек по данным Мак Намары (1961), 20 км/сек по определениям Кухи и Данцигера (1967) и 40 км/сек по Престону (1965).

Престон (1965), анализируя величины $V \sin i$ для переменных звезд типов δ Sct, RR Lyr, β CMa и цефеид, приходит к выводу, что понятие «критической» скорости вращения звезды, полученное Мак Намарой и Хансен (1961)

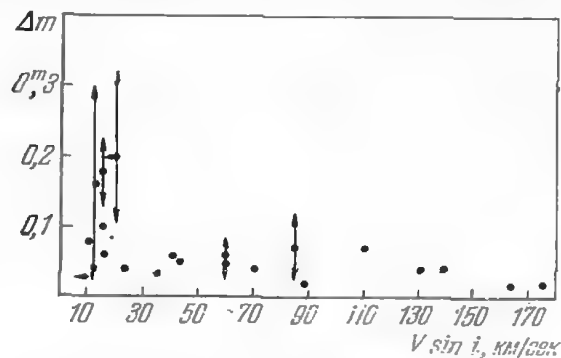


Рис. 83. График амплитуда блеска (средняя; визуальные лучи) — проекция скорости вращения звезд; вертикальные линии показывают пределы изменения амплитуды.

для переменных типа β CMa и Мак Намарой (1961) для звезд типа δ Sct, можно обобщить на все четыре типа переменных звезд. Престон оценивает величину «критической» скорости для пульсации цефеидного типа 20–30 км/сек. Звезды со скоростями вращения, превышающими эту, уже не могут, согласно Престону, пульсировать с большой амплитудой.

Данцигер и Диккенс (1967) считают, что теперь, когда стали известны переменные типа δ Sct с большими осевыми скоростями, этот вывод Престона неприменим к звездам типа δ Sct.

На рис. 83 изображена диаграмма $\overline{\Delta m} - V \sin i$, где значения амплитуды изменения блеска приведены, как правило, в визуальных лучах; отмечены вертикальными прямыми пределы изменения средней амплитуды, когда амплитуда существенно переменна. Легко видеть, что прав Престон, а не Данцигер и Диккенс. Действительно, при значениях $V \sin i$ более 20 км/сек нет переменных типа

δ Sct с амплитудами более $0^m,10$, и этот переход от больших амплитуд блеска к малым достаточно резкий у значенных $V \sin i = 20$ км/сек. Таким образом, выполняется требование Престона о прекращении пульсации с большой амплитудой при значениях скорости осевого вращения более 20—30 км/сек.

Возможно, у переменных типа δ Sct с малыми и большими скоростями вращения впоследствии будут обнаружены также различия и в других свойствах, и класс переменных типа δ Sct обнаружит неоднородность, подобно тому как, например, это произошло с короткопериодическими цефеидами.

Недавно открыта переменность типа δ Щита еще у четырех звезд: Praesere 323 ($0^d,038$), HR 1547 ($0^d,042$), HR 1351 ($0^d,05$) и BD — 6^d4932 ($0^d,1591$).

ЛИТЕРАТУРА

- А б т, 1965 — Abt H., ApJ Suppl. 11, 429.
 Байдельман, 1951 — Bidelman W. P., ApJ 113, 304.
 Баском, 1957 — Buscombe W., Obs. 77, 144.
 Бекер, 1963 — Becker W., Zs. f. Ap. 57, 117.
 Бессел, 1967 — Bessell M. S., Proc. Astr. Soc. Austral. 1, Nr 1, 14.
 Боярчук М. Е., 1961, Изв. КрАО 26, 287.
 Брежер, 1966 — Breger M., ApJ, 146, 958.
 Брежер, 1969 — Breger M., AJ 74, 166.
 Брежер, Саявал, 1968 — Breger M., Sanwal N. B., ApL 1, 103.
 BS, 1964 — Catalog of Bright Stars, 3rd Edition by D. Hoffleit.
 Вахманн, 1966 — Wachmann A. A., IBVS, Nr 138.
 Велау, Леунг, 1964 — Wehlau W., Leung K.-C., ApJ 139, 843.
 Герк ван, 1965 — van Herk, G., BAN 18, 71.
 Гринштейн, 1948 — Greenstein J., ApJ 107, 151.
 Данцигер, Диккенс, 1966 — Danziger I. J., Dickens R. J., IBVS, Nr 150.
 Данцигер, Диккенс, 1967 — Danziger I. J., Dickens R. J., ApJ 149, 55.
 Дженкинс, 1963 — Jenkins L. F., Suppl. G. C. trig, Yale, 16.
 Джонс, Хаслам, 1966 — Jones D. H. P., Haslam C. M., Obs. 86, 34.
 Диккенс, 1967 — Dickens R. J., ApJ 148, Nr 1, L. 33.
 Еркиевич, 1965 — Jerzykiewicz M., Lowell Bull., Nr 133, 249.

- Ибен, 1967 — Iben I., ApJ 147, 624.
 Кристи, 1965 — Christy R. F., KVB 4, Nr. 40, 77.
 Кристи, 1966 — Christy R. F., Ann. Rev. Astron. and Astroph. 4, 353.
 Кузнец, 1951 — Cousins A. W. J., Obs. 71, 199.
 Кузнец и др., 1969 — Cousins A. W. J., Lagerwey H. C., Shillington F. A., Stobie R. S., MNAS 23, 25.
 Кух, Данцигер, 1967 — Kuhl L. V., Danziger I. J., ApJ 149, 47.
 Леунг, Велау, 1967 — K.-C. Leung, Wehlau W., ApJ 149, 39.
 Либблад, Эгген, 1953 — Lindblad P. O., Eggen O. J., PASP 65, 291.
 Мак Намара, 1961 — McNamara D. H., PASP 73, 269.
 Мак Намара, 1965 — McNamara D. H., KVB 4, Nr. 40, 111.
 Мак Намара, Огасон, 1962 — McNamara D. H., Augason G., ApJ 135, 64.
 Мак Намара, Хансен, 1961 — McNamara D. H., Hansen K., ApJ 134, 207.
 Миллис, 1966 — Millis R. L., IBVS, Nr. 137.
 Миллис, 1967 — Millis R. L., PASP 79, 262.
 Нисимура, 1969 — Nishimura S., Astroph. and Space Science 3, 77.
 Паддок, Струве, 1954 — Paddock G. F., Struve O., ApJ 119, 346.
 Паренато П. П., 1958, АЖ 35, 169.
 Понсен, 1963 — Ponsen J., BAN 17, 44.
 Престон, 1965 — Preston G. W., KVB 4, Nr. 40, 155.
 Престон, Пачинский, 1964 — Preston G. W., Paczynski B., ApJ 140, 181.
 Райт, 1900 — Wright W. H., ApJ 12, 256.
 Сахаде и др., 1956 — Sahade J., Struve O., Wilson O. C., Zebergers V., ApJ 123, 399.
 Смит, 1955 — Smith H. J., S. and T. 14, 461.
 Смит, Мелвилл, 1967 — Smyth M. J., Melville J. P., Obs. 87, 237.
 Струве, Сахаде, Зебергер, 1957 — Struve O., Sahade J., Zebergers V., ApJ 125, 692.
 Уокер, 1952 — Walker M. F., PASP 64, 192.
 Уокер, Вилсон, 1956 — Walker M. F., Wilson O. C., ApJ 124, 325.
 Фас, 1935a — Fath E. A., PASP 47, 232.
 Фас, 1935b — Fath E. A., Lick Bull. 17, 175.
 Фас, 1937 — Fath E. A., Lick Bull. 18, 77.
 Фиш, 1960a — Fitch W. S., ApJ 132, 430.
 Фиш, 1960b — Fitch W. S., ApJ 132, 701.
 Фиш, 1967 — Fitch W. S., ApJ 148, 481.
 Фролов М. С., 1965. Канд. дисс., Москва, ГАИШ.
 Фролов М. С., 1969, Астрон. цirk. № 505.
 Фулerton, 1967 — Fullerton W., AJ 72, 797.

- Хамфрейс, 1967 — Humphreys R. M., PASP 79, 78.
 Харпер, 1938 — Harper W. E., Publ. Dom. Aph. Obs. 6, Nr. 12.
 Чен, 1966 — Kwan-yu-Chen, IBVS, Nr. 142.
 Эгген, 1951 — Eggen O. J., ApJ 113, 367.
 Эгген, 1956a — Eggen O. J., PASP 68, 238.
 Эгген, 1956b — Eggen O. J., PASP 68, 541.
 Эгген, 1957 — Eggen O. J., AJ 62, 14; 45.
 Эгген, 1960a — Eggen O. J., M.N. 120, 540.
 Эгген, 1960b — Eggen O. J., M.N. 120, 563.
 Эгген, 1965 — Eggen O. J., Ann. Rev. Astron. and Astroph. 3, 235.
 Эгген, 1968 — Eggen O. J., IBVS, Nr. 250.
 Яшек, Конде, де Сьерра, 1964 — Jaschek C., Conde H., de Sierra A. C., La Plata Publ., ser. Astr. 28 (2).

ГЛАВА 7

КАРЛИКОВЫЕ ЦЕФЕИДЫ

М. С. Фролов

§ 1. Введение

Переменные звезды, впервые выделенные во втором Дополнении к Общему каталогу переменных звезд (1958 г.) в отдельный тип (вернее, подкласс) RRs, встречаются в литературе также под названиями: сверхкороткопериодические и ультракоткопериодические цефеиды или карликовые цефеиды. Смысл последнего (кстати, хронологически он первый) термина будет ясен из рассмотрения основных свойств этих переменных.

Еще в 1937 г. Кукаркин (1937) обратил внимание на необычную форму кривой блеска у звезд типа RR Lyr с $P < 0^d,26$. Проводя статистику периодов, он обратил внимание на обособленность группы сверхкороткопериодических цефеид и высказал предположение о большом числе переменных звезд этого типа в Галактике. Эгген (1952), открыв переменность SX Phe ($P = 0^d,055$), определил величину ее тангенциальной скорости по величине собственного движения $\mu = 0'',886$ и $M_{pg} = 0^m,0$ (как принималось для всех переменных типа RR Lyr в то время): 1110 км/сек. Столь большая величина скорости, превосходящая скорость освобождения из Галактики, заставила Эггена предположить, что либо это не звезда типа RR Lyr либо звезды типа RR Lyr с самыми короткими периодами имеют низкие светимости. Это согласовывалось с $M = +4^m$, получающейся для SX Phe по тригонометрическому параллаксу.

Наконец, Смит (1955) вносит полную ясность, выделив среди звезд типа RR Lyr группу переменных с $P < 0^d,2$ и назвав их «карликовыми цефеидами». Основание для этого Смит видел в обособленности этих звезд на зависи-

мостях период—цвет, период—спектр, период—амплитуда изменения блеска. По кинематике эти переменные оказались ближе к классическим цефеидам, чем к звездам типа RR Lyr (скорость Солнца относительно центроида этих переменных по данным Смита оказалась всего 66 км/сек). Приведя собственные движения этих переменных к одной звездной величине, Смит обнаружил почти монотонное уменьшение μ с увеличением периода. Это доказывало существование зависимости период—светимость для карликовых цефеид: от $+4^m,4$ при $P < 0^d,1$ до $+1^m,6$ для $0^d,075 < P < 0^d,175$. В подтверждение зависимости Смит указывает на светимости SX Phe и δ Sct с известными надежными тригонометрическими параллаксами и на светимости некоторых других звезд, определенные другими способами. В заключение Смит высказал мнение о том, что карликовые цефеиды представляют собой особую группу переменных звезд промежуточной составляющей.

В настоящее время карликовых цефеид ($P < 0^d,21$) известно уже 50 вместо 8, по которым Кукаркин в 1937 г. предсказал обособленность и многочисленность этой группы переменных звезд. Мак Намара (1965), например, считает, что карликовых цефеид в семь раз больше в окрестностях Солнца, чем звезд типа RR Lyr. В связи с этим интересно заметить, что четвертая часть известных в настоящее время карликовых цефеид — это звезды ярче 10^m в максимуме и почти половина — ярче 12^m .

§ 2. Кривые блеска

Амплитуды изменения блеска карликовых цефеид обычно заключены в пределах от $0^m,2$ — $0^m,3$ до $1^m,2$ в синих лучах. Рекордной амплитуды достигает кривая блеска V879 Aql ($0^d,119$): $1^m,7$ в фотографических лучах. На нижнем пределе амплитуды, как легко понять, нельзя только по одной этой характеристике различить карликовую цефеиду и звезду типа δ Sct. Здесь необходимо привлечение других критериев. Смит (1955) как на одну из особенностей карликовых цефеид указывал на зависимость период—амплитуда блеска, которую показывают эти звезды: уменьшение амплитуды от $1^m,0$ у $P = 0^d,05$ до $0^m,3$ у $P = 0^d,20$. Как, однако, легко видеть на рис. 84, по послед-

ним данным ход амплитуды блеска с длиной периода не превышает $0^m,1$ — $0^m,2$ на всем диапазоне длин периодов (если существует вообще).

Кривые блеска карликовых цефеид имеют величину асимметрии $M - m$ от $0^p,2$ до $0^p,5$, причем половина звезд показывает $M - m \geq 0^p,35$, т. е. практически симметричные кривые блеска. На рис. 84 дана зависимость амплитуды блеска у звезд V879 Aql (звезда с наибольшей амплитудой блеска): $0^p,17$. На восходящих ветвях кривой блеска у ряда карликовых цефеид заметны горбы, как, например, у DY Peg и CYAql. У некоторых переменных этого типа (например, у AI Vel) горбы или изгибы заметны также на восходящих ветвях.

Подобно звездам типа RR Lyr у карликовых цефеид наблюдается тенденция увеличения амплитуды блеска с уменьшением величины асимметрии $M - m$.

Периоды изменения блеска известных в настоящее время карликовых цефеид заключены в пределах от $0^d,055$ для SX Phe до $0^d,207$ для CL Ara. Верхняя граница длинны периода карликовых цефеид достаточно условна. В связи с этим интересен рис. 85, на котором представлено распределение по длине периода всех карликовых цефеид и звезд типа RR Lyr с близкими к $0^d,2$ значениями периода. Весьма вероятно, что отчетливый минимум от $P = 0^d,15$ до $P = 0^d,17$ реален и тогда этот минимум можно интерпретировать как «стык» двух распределений, левое из которых представляют карликовые цефеиды, а правое определяют в основном звезды типа RRc. Граничным периодом (судя по рис. 85) скорее следует считать $0^d,16$, а не $0^d,21$ (если последующие открытия новых карликовых

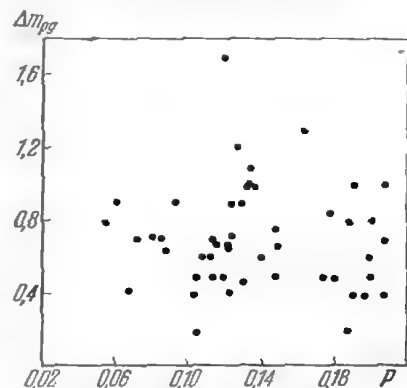


Рис. 84. Зависимость фотографическая амплитуда блеска — период.

цефеид не «замоют» получившийся минимум в распределении по периоду).

Для карликовых цефеид характерны нестабильность периода и формы кривой блеска, а также эффект Блажко. Поскольку для обнаружения подобных эффектов необходимы длительные ряды достаточно точных наблюдений, то условно можно считать «хорошо изученными» те звезды,

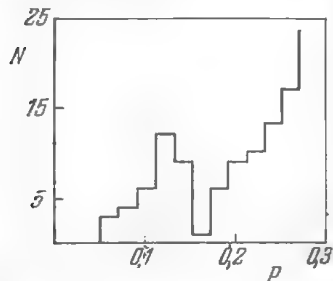


Рис. 85. Распределение карликовых цефеид и звезд типа RR Lyr по длине периода.

ка и периода — практически всем переменным этого типа.

Эффект Блажко у карликовых цефеид не похож на подобный эффект у других короткопериодических цефеид, как это было отмечено Вольтером (1956). Действительно, если у звезд типа RR Lyr с эффектом Блажко величина вторичного периода превосходит основной не менее, чем в несколько десятков раз, то у всех карликовых цефеид величина отношения Π/P заключена в строгих пределах от 3,4 до 4,3: эти величины для семи карликовых цефеид помещены в табл. 30.

Среди карликовых цефеид с эффектом Блажко выделяется группа звезд типа AI Vel с чрезвычайно сильной модуляцией амплитуды, почти до полного исчезновения. К типу AI Vel относится, например, согласно Понсену (1963) и Остерхоффу (1966), V 703 Sco, графики кривых блеска и показателя цвета которой приводятся на рис. 86, взятом из работы Понсепа (1963), для различных фаз эффекта Блажко (проведены сглаженные кривые).

ды, для которых есть фотоэлектрические наблюдения блеска. Таких переменных этого типа в настоящее время можно насчитать 17. У семи из этих звезд изучен эффект Блажко и определен вторичный период, а для шести других карликовых цефеид имеются указания ряда авторов на переменность формы кривой блеска и длины периода.

Вероятно, эффект Блажко свойствен большинству карликовых цефеид, а нестабильность формы кривой блеска

Таблица 30

Период эффекта Блажко у карликовых цефеид

Звезда	P	Π/P	Звезда	P	Π/P
SX Phe	0 ^d 055	3,51	AI Vel	0 ^d 112	3,40
DY Peg	0 ^d 073	3,50	V 703 Sco	0 ^d 115	4,32
RV Ari	0 ^d 093	3,40	VZ Cnc	0 ^d 178	4,02
BP Peg	0 ^d 110	3,36			

Остановимся несколько подробнее на анализе вторичной периодичности у AI Vel и V 703 Sco. Тщательное изучение изменения блеска AI Vel провел Вальравен (1955). Помимо основного периода биений $P'_b = 0^d,379188$, который он объясняет взаимодействием основного периода $P_b = 0^d,1157375$ и первого обертона $P_1 = 0^d,08620767$, обнаружены короткопериодические изменения блеска с амплитудой около $0^m,02$ и вторым периодом биений $P''_b = 0^d,0444019$. Граттон и Лаваньино (1953) обнаружили в спектральных изменениях AI Vel, помимо P'_b , вероятное наличие и P''_b : быстрые изменения всего спектра на 2—3 подкласса, а также вида отдельных спектральных линий; этот эффект они связывают с короткопериодическими изменениями блеска.

Остерхофф (1966), анализируя изменения блеска звезды V 703 Sco, также находит, кроме $P'_b = 0^d,497306$, второй (короткопериодический) период биений $P''_b = 0^d,0611$, видя в этом очень тесное согласие характера мультипериодичности у AI Vel и V 703 Sco. Как у AI Vel, так и в случае V 703 Sco, наблюдается весьма сильная модуляция по амплитуде. В обоих случаях биения возникают для частот, сильно отличных по величине друг от друга. Последнее, как отмечает Фуллертон (1967), сближает карликовые цефеиды с эффектом Блажко типа AI Vel, с переменными типа δ Sct, подобными DQ Ser и ρ Pup, к которым он причисляет также ϵ Ser, γ CVn, HR 812 и β Cas.

Наиболее вероятным объяснением эффекта вторичной периодичности у карликовых цефеид является гипотеза Кристи (1965), как следствие из расчетов пульсации различных моделей звезд типа RR Lyr. Согласно Кристи

эти переменные пульсируют на «смеси» фундаментальной и оберточной частоты. Как уже говорилось в главе о звездах типа δ Sct, Кристи считает, что подобное явление возникает как у карликовых цефеид, так и у переменных

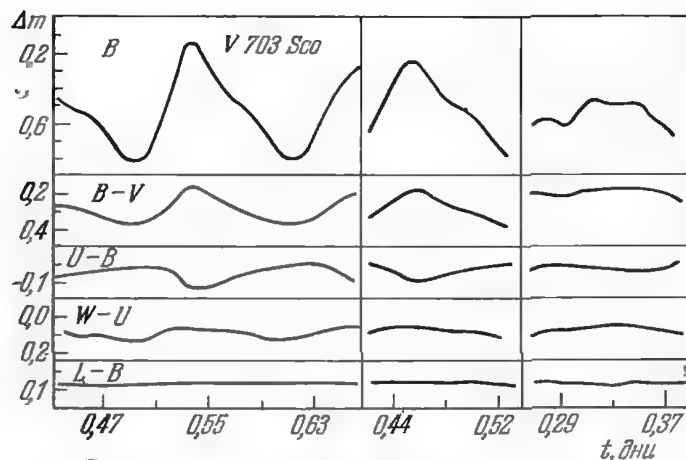


Рис. 86. Графики кривых блеска и показателей цвета V 703 Sco ($0^d,115$) для различных фаз эффекта Блажко.

типа δ Sct. Действительно, пучное по теории отношение частот периода блещий и основного периода в пределах 3—4 наблюдается у переменных этого типа (см. табл. 30).

О гипотезах Фуллертон (1967) и Фича (1967), которые подробно изложены в главе о звездах типа δ Sct, применительно к карликовым цефеидам еще ничего определенного сказать нельзя, поскольку двойственность среди этих звезд пока не известна (возможно потому, что специально этот вопрос не изучался, а случайно обнаружить двойственность карликовых цефеид достаточно трудно ввиду относительной слабости этих объектов, не в пример переменным типа δ Sct). Следует, однако, заметить, что первая посылка гипотезы Фича (малые скорости осевого вращения) для карликовых цефеид выполняется. Действительно, согласно Престону (1965) для карликовых цефеид $V \sin i$ меньше 20 км/сек.

§ 3. Показатели цвета; эффективные температуры

Кривые $B - V$ подобны кривым блеска: максимум блеска соответствует максимуму $B - V$ (наименьшее значение показателя цвета), а в минимуме звезда наиболее красная. Кривые $U - B$ в первом приближении можно считать зеркальным отражением кривых $B - V$. Наибольшее значение $U - B$ соответствует максимуму блеска,

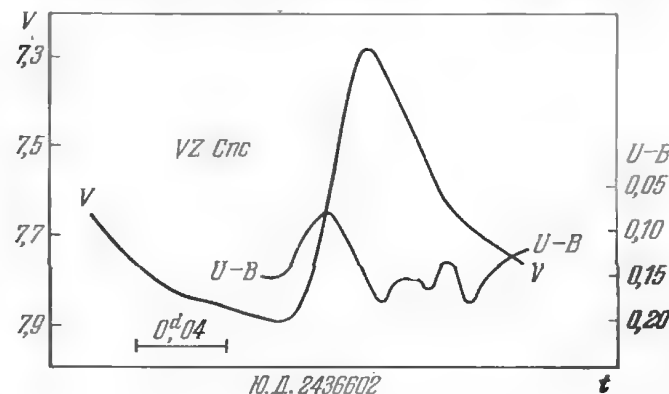


Рис. 87. Графики средних кривых блеска V и цвета $U - B$ для VZ Cnc ($0^d,178$).

наименьшее (рис. 86 и 87) приходится на период подъема блеска. Графики кривых блеска и цвета построены для VZ Cnc (рис. 87) по наблюдениям Спинрада (1960).

Для кривых изменения $B - V$ характерно достаточно точное повторение формы кривой блеска, включая горбы, часто встречающиеся на нисходящей ветви кривых блеска. В области минимума блеска градиент изменения показателя цвета $B - V$ наименьший и зачастую $B - V$ практически не меняется на протяжении $0^p,2$.

Влияние эффекта Блажко, помимо кривой блеска (и кривой лучевых скоростей) распространяется и на изменение показателей цвета, что хорошо видно на примере V 703 Sco (см. рис. 86). Амплитуда блеска модулируется при эффекте Блажко синфазно с амплитудой цвета.

Характерной амплитудой изменения цвета $B - V$ (исключая минимальные амплитуды при некоторых фазах эффекта Блажко у звезд типа AI Vel) для карликовых цефеид является $0^m,10 - 0^m,20$. Редко амплитуда превосходит $0^m,20$, как, например, $0^m,22$ у VZ Спс. Амплитуда $U - B$ меньше и составляет $0^m,05 - 0^m,10$ (см. рис. 87).

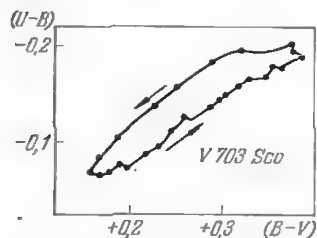


Рис. 88. Петля, описываемая V 703 Sco за цикл изменения блеска на двухцветной диаграмме (значения показателей цвета даны относительно звезд сравнения; стрелка — направление обхода при возрастании фазы; верхняя часть соответствует восходящей ветви кривой блеска).

сти, чем на нисходящей ветви. (Это явление характерно и для звезд типа RRab, у которых оно сопровождается расщеплением спектральных линий на компоненты.) У VZ Спс Мак Намара и Роджерс (1962) по 14 высокодисперсным спектрограммам (10 и 20 Å/мм) обнаружили расширение спектральных линий при фазах восходящей ветви кривой блеска, в то время как на нисходящей ветви все спектральные линии очень резкие и не показывают практически никакого вращательного уширения. Возможно, это — меньшее, чем у звезд типа RRab, расщепление линий, принимаемое за расширение. Не исключено, что здесь работает механизм, общий и для звезд типа RRab, и для карликовых цефеид, и для переменных типа δ Sct, связанный с периодическим прохождением ударной волны через атмосферу звезды в каждый цикл изменения блеска.

Величина отношения амплитуды блеска в лучах V к амплитуде цвета $B - V$ для карликовых цефеид, как и для большинства звезд типа RR Lyr, меняется в пределах 2,5–4.

Подобно звездам типа RR Lyr и переменным типа δ Sct карликовые цефеиды описывают «петлю» на двухцветной диаграмме с направлением обхода против часовой стрелки, как и у звезд типа RRab и δ Sct (рис. 88). При фазах, соответствующих восходящей ветви кривой блеска, звезда сильнее излучает в более коротковолновой обла-

Еще Смит (1955) отметил обособленность карликовых цефеид среди звезд типа RR Lyr в отношении положения на диаграмме период — цвет. На рис. 89 показана зависимость медианного показателя цвета — период по данным Фролова (1965а, жирные точки) и Мак Намара (1965, — треугольники) и положение звезд типа RRab (кружки) и типа RRc (квадраты), также согласно Мак Намара. На этом рисунке показано особое положение V 703 Sco (двойной кружок), причем в соответствии с Понсеном (1963) принимается, что поглощение света в направлении на эту звезду практически отсутствует.

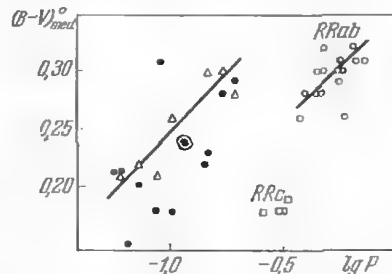


Рис. 89. Зависимость нормальный цвет — период для карликовых цефеид и звезд типа RR Lyr (объяснение в тексте).

Как видно на рис. 89, карликовые цефеиды четко выделяются среди звезд типа RRab и RRc.

В табл. 31 приводятся нормальные медиан-

ные показатели цвета $(B - V)_{med}^0$ и $(U - B)_{med}^0$; в пятом столбце приведены значения средней эффективной температуры, вычисленной по шкале Поппера (1959) для звезд населения I. Карликовые цефеиды, как и следовало ожидать, несколько горячее, чем звезды типа RR Lyr, но только в среднем, поскольку при периодах, близких к $0^d,2$, значения температур уравниваются.

На рис. 80 (стр. 249) крестиками нанесено положение карликовых цефеид на диаграмме $U - B/B - V$. Практически все переменные этого типа располагаются несколько ниже линии звезд главной последовательности, как и звезды типа δ Sct, что свидетельствует об отсутствии у них ультрафиолетового избытка в излучении, свойственного звездам населения II, вроде звезд типа RR Lyr. На двухцветной диаграмме карликовые цефеиды вплотную (даже с некоторым перекрытием) примыкают слева к переменным типа δ Sct, будучи в среднем более голубыми

Т а б л и ц а 31

Показатели цвета и температуры карликовых цефеид

Звезда	P	$(B - V)_{\text{med}}^0$	$(U - B)_{\text{med}}^0$	$\bar{T}_e$
SX Phe	0,055	0,21	—	8050° K
CY Aqr	0,061	0,21	0,04	8050
ZZ Mic	0,067	0,15	—	8450
DY Peg	0,073	0,22	0,03	8000
EH Lib	0,088	0,21	0,05	8050
RV Ari	0,093	0,31	—	7400
YZ Boo	0,104	0,26	0,06	7750
V 703 Sco	0,115	0,24	0,07	7850
SZ Lyn	0,121	0,24	0,06	7850
AD CMi	0,123	0,17	0,08	8300
V 567 Ophi	0,130	0,22	0,03	8000
RS Gru	0,147	0,22	—	8000
DY Her	0,149	0,30	0,12	7450
VZ Cnc	0,178	0,28	0,12	7600
BS Aqr	0,198	0,28	0,09	7600

в системе $U - B$. Только звезды типа RR Lyr с сильными линиями металлов в спектре находятся, как и карликовые цефеиды, в основном ниже линии главной последовательности.

§ 4. Кривые изменения лучевых скоростей

Лучевая скорость карликовой цефеиды подобно всем пульсирующим звездам подвержена переменности с периодом, совпадающим с фотометрическим. Амплитуды (средние для звезд с эффектом Блажко) изменения лучевой скорости у известных к настоящему времени карликовых цефеид составляют от 20 (ZZ Mic) до 63 км/сек (CY Aqr). Подобно кривым блеска кривые лучевых скоростей у многих карликовых цефеид нестабильны и подвержены эффекту Блажко. Крайние пределы амплитуды лучевых скоростей Al Vel согласно Граттону (1953) составляют 5,6 и 40,4 км/сек. Амплитуда лучевых скоростей у большинства карликовых цефеид меняется более или менее син-

фазно с изменением амплитуды блеска в процессе эффекта Блажко. Исключение составляет SX Phe, у которой при наличии сильной модуляции амплитуды блеска амплитуда лучевых скоростей постоянная, как показывают одно-временные фотометрические и спектральные наблюдения, выполненные Уокером и Вилсоном (1956). У этой звезды при эффекте Блажко меняется только форма кривой лучевых скоростей.

Подобно другим пульсирующим звездам у карликовых цефеид наблюдается корреляция между амплитудами блеска и амплитудами изменения лучевых скоростей. В отличие от звезд типа RR Lyr, для которых характерно различие амплитуд лучевых скоростей, определенных по различным спектральным линиям, у карликовых цефеид этот эффект не заметен, как это отмечают Вулли и Али (1966). На рис. 79 показана зависимость между амплитудами блеска в синих лучах и лучевыми скоростями, как правило, усредненными по различным спектральным линиям. Полученное аналитическое выражение этой зависимости:

$$\Delta V_r = 58 \cdot \Delta B$$

показывает, что для карликовых цефеид эта зависимость идет круче, чем для звезд типа RR Lyr [согласно Престону и Пачинскому (1964) для них коэффициент равен 48 для «металлических» амплитуд лучевых скоростей]. Зависимость $\Delta V_r - \Delta m$ также круче соответствующей зависимости для классических цефеид, согласно Эггену (1951), но несколько менее крутая, чем для переменных типа δ Sct по Леунгу и Велау (1967). Можно сказать, что по зависимости $\Delta V_r - \Delta m$ карликовые цефеиды значительно ближе к переменным типа δ Sct, чем к звездам типа RR Lyr.

Фазовое соотношение между изменением блеска и лучевых скоростей практически «зеркальное», однако этот вопрос требует еще тщательного изучения на основании одновременных наблюдений блеска и лучевых скоростей, ввиду нестабильности этих кривых во времени для большинства карликовых цефеид. В процессе эффекта Блажко наблюдается периодически меняющаяся расфазировка кривых блеска и лучевых скоростей, достигающая, например, у SX Phe до $\pm 0^p,05$.

§ 5. Спектральный класс. Химический состав

Большинство звезд типа RR Lyr имеют медианный спектральный класс по линиям поглощения водорода от A7 до F5. Карликовые цефеиды также не отличаются в этом отношении никакими особенностями, исключая, возможно, звезды с самыми короткими периодами: SX Phe ($0^d,055$) — A2, CY Aqr ($0^d,061$) — A4, ZZ Mic ($0^d,067$) — A6 и DY Peg ($0^d,073$) — A6, но уже при $P = 0^d,088$

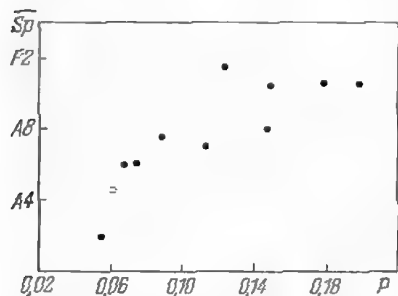


Рис. 90. Зависимость медианного «металлического» спектра — периода.

лов в спектре (рис. 90). Если для карликовых цефеид по-прежнему медианный спектральный класс становится все более поздним с увеличением периода, и практически совпадает с «водородным» классом, то спектральный класс по металлическим линиям для большинства звезд типа RR Lyr (медианный) имеет противоположную тенденцию: становится более ранним с увеличением периода. Большинство звезд типа RR Lyr, непосредственно примыкающих по периоду к карликовым цефеидам, — это звезды типа RRc, для которых медианный спектральный класс по металлам A5 и более ранний. Поэтому, переходя от карликовых цефеид к звездам типа RR Lyr, мы сразу переходим от класса F1 — F2 к A3 — A5.

Таким образом, карликовые цефеиды по спектральному классу, соответствующему линиям поглощения металлов, четко выделяются среди большинства звезд типа RR Lyr. Есть, однако, небольшое количество звезд типа

(EH Lib) медианный спектр достигает A8. С увеличением периода до $0^d,2$ медианный спектр карликовых цефеид становится еще более поздним, достигая F1 — F2, что характерно для большинства звезд типа RR Lyr.

Картина резко меняется при переходе к спектральным классам, соответствующим линиям поглощения метал-

RR Lyr периодами от $0^d,2$ до $0^d,5$, которые показывают тот же характер спектра, что и карликовые цефеиды (исключая звезды с $P < 0^d,1$ с более ранним спектром).

Для большинства звезд типа RR Lyr величина спектрального индекса ΔS (разность спектральных классов по металлам и по водороду), как правило, больше 5 и даже достигает 11 (V 675 Sgr), т. е. превышает целый спектральный класс. Для карликовых цефеид мы имеем противоположную картину: значение ΔS (индикатор содержания тяжелых элементов в атмосфере звезды) не превосходит 2 и, как правило, равно нулю. Хотя достаточно подробно спектр изучен только несколько более, чем для 25% числа этих переменных, однако уже сейчас можно не сомневаться, что для всех карликовых цефеид характерно практически нормальное (по сравнению со звездами главной последовательности) содержание тяжелых элементов.

§ 6. Абсолютные величины

Как уже упоминалось выше, первые указания на пониженную светимость карликовых цефеид принадлежали Эггену (1952) и Смигу (1955). Вольтер (1956), теоретически представляя кривые блеска и лучевых скоростей SX Phe и AI Vel и изучая величину фазового смещения между ними, определил радиусы этих звезд и их абсолютные величины. Опираясь на эти величины, а также на светимости, соответствующие тригонометрическим параллаксам SX Phe и AI Vel, Вольтер получает зависимость период — светимость для группы короткопериодических переменных типа RR Lyr, как он назвал эти звезды: $M_{pg} = +4^m,5$ при $P = 0^d,056$ (SX Phe), $+2^m,2$ при $P = 0^d,111$ (AI Vel) и $+1^m,6$ при $P = 0^d,194$ (δ Sct). Заметим, что неизвестный Вольтеру тригонометрический параллакс AI Vel, определенный Тернером (1957), дает $M_{pg} = +4^m,2$ вместо величины $+2^m,2$, принимавшейся Вольтером.

Нотни (1957), изучая кинематику и статистически определяя светимости для различных групп звезд типа RR Lyr, пришел к выводу об обособленности звезд с $P < 0^d,1$ и выделил переменные в интервале длин периодов

$0^d,1 < P < 0^d,2$. Для первой группы он нашел $\bar{M}_{pg} = +4^m,5$, однако для второй по его данным $\bar{M}_{pg} = -0^m,3$, что не согласуется с современными представлениями.

Фролов (1962) в некоторой предварительной модификации способа Весселинка определил, в частности, фотографические абсолютные величины для 5 карликовых цефеид, подтвердив и уточнив зависимость период — светимость для звезд этого типа. Позднее модифицированным способом Весселинка (применительно к звездам типа RR Lyr) Фролов (1965b) получил единую для всех звезд типа RR Lyr зависимость период — светимость:

$$M_V = -4,41 \lg P - 0,66,$$

согласно которой карликовые цефеиды имеют M_V от $+4^m,9$ ($P = 0^d,05$) до $+2^m,3$ ($P = 0^d,20$).

Отметим работу ван Герка (1965), повторившего, в основном результаты, полученные Нотти (1957), и нашедшего следующие статистические абсолютные величины: $+5^m,4 \pm 0^m,5$ для звезд с $P < 0^d,1$ и $-1^m,6 \pm 0^m,4$ для $0^d,1 < P < 0^d,2$.

Зависимость период — светимость для звезд типа RR Lyr, включая и карликовые цефеиды, получена Мак Намарой (1965) на основании наблюдений в узкополосной $c-l$ системе. Применяя различные способы калибровки значений индексов (в частности, тригонометрические и статистические параллаксы карликовых цефеид), Мак Намара склоняется к поправке $+1^m,4$ к величинам, полученным первоначально по $c-l$ индексам. С учетом этой поправки получается следующее аналитическое выражение для зависимости период — светимость:

$$M_V = -3,31 \lg P - 0,3.$$

В табл. 32 приводятся значения $M_V(M)$, определенные Мак Намарой (1965) с учетом поправки $+1^m,4$, $M_V(\Phi)$ по определению Фролова (1965a) и $M_V(\pi)$ для SX Phe и AI Vel — по тригонометрическим параллаксам и для CY Aqr — по параллаксу движущегося скопления, согласно Эггену (1964).

Таблица 32

Абсолютные величины и радиусы карликовых цефеид

Звезда	P	$\bar{M}_V (M)$	$\bar{M}_V (\Phi)$	$\bar{M}_V (\pi)$	$R, \text{см}$
SX Phe	$0^d,055$	—	$+4^m,17$	$+4^m,1$	$4,92 \cdot 10^{10}$
CY Aqr	$0,061$	$+3^m,8$	$+5,40$	$+3,8$	$2,74 \cdot 10^{10}$
DY Peg	$0,073$	$+3,3$	—	—	—
EH Lib	$0,088$	$+3,5$	—	—	—
YZ Boo	$0,104$	$+2,6$	—	—	—
AI Vel	$0,112$	—	$+5,09$	$+4,1$	$5,16 \cdot 10^{10}$
DY Her	$0,149$	$+2,7$	$+3,51$	—	$6,93 \cdot 10^{10}$
VZ Cnc	$0,178$	$+2,3$	$+2,42$	—	$1,21 \cdot 10^{11}$
BS Aqr	$0,198$	$+2,1$	—	—	—

Итак, в настоящее время следует считать окончательно установленным фактом значительно пониженную светимость карликовых цефеид по сравнению со звездами типа RR Lyr: на рис. 91 показана зависимость период — светимость для звезд типа RR Lyr из работы Фролова (1965b); карликовые цефеиды отмечены кружками. Особо отмечено положение SX Phe и AI Vel, для которых надежные тригонометрические параллаксы дают $M_V = +4^m,1$.

Положение карликовых цефеид на диаграмме Герцшпрунга — Рассела показано на рис. 82 (зачерпленные кружки): светимости взяты из табл. 32 (Мак Намара, 1965), кроме SX Phe и AI Vel ($\bar{M}_V(\pi)$), нормальные показатели цвета $B-V$ из той же работы. Звезды с $P < 0^d,1$, находятся ниже нулевой главной последовательности, а с $P > 0^d,1$ — выше и смыкаются с переменными типа δ Sct (крестики на диаграмме). Если исключить звезды типа δ Sct с самыми «голубыми» показателями цвета $B-V$ ($\leq 0^m,25$), то на диаграмме Герцшпрунга — Рес-

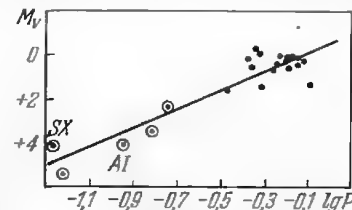


Рис. 91. Общая зависимость период — светимость для звезд типа RR Lyr и карликовых цефеид (отмечены точками в кружках).

села получается единая последовательность карликовых цефеид и переменных типа δ Sct. Звезды типа RR Lyr расположены левее и частично выше этой последовательности.

§ 7. Массы и другие физические характеристики

Вольтер (1956) первым определил радиусы и массы двух карликовых цефеид из теоретического анализа кривых блеска и лучевых скоростей для SX Phe и AI Vel. Следует заметить, что его результаты для AI Vel заведомо неверны, поскольку принимавшееся значение радиуса не соответствует величине, которая получается из $\pi_{\text{trig}} = -0^{\circ},030$ (Тернер, 1957).

Фролов (1965а) определил значения среднего радиуса для пяти карликовых цефеид, применив модифицированный способ Весселинка (шестой столбец табл. 32).

Хотя в настоящее время нельзя еще настаивать на определенных значениях радиуса для отдельных карликовых цефеид, однако, во-первых, без сомнения радиусы переменных звезд этого класса значительно (особенно при $P < 0^{\text{d}},1$) меньше радиусов звезд типа RR Lyr и, во-вторых, существует (что и не удивительно) зависимость период — радиус для карликовых цефеид.

Мак Намара (1965), основываясь на результатах $c-l$ -фотометрии, определив значения эффективной температуры и силы тяжести на поверхности звезды, приняв калибровку абсолютных величин со сдвигом $+1^{\text{m}},4$ (см. § 6), нашел, что массы CY Aqr ($0^{\text{d}},061$) и BS Aqr ($0^{\text{d}},198$) равны соответственно 0,46 и 0,72 $M_{\odot}$.

Данцигер и Оук (1967) пришли к выводу о том, что масса VZ Snc ($0^{\text{d}},178$) меньше массы RR Lyr, т. е. (по Кристи, 1966) масса VZ Snc меньше половины солнечной. Тот факт, что карликовые цефеиды обладают малыми массами, подтвердился результатами расчетов пульсации моделей звезд главной последовательности, выполненных Хофмейстер и Киппенханом (Киппенхан, 1965). Расчеты для моделей пониженной массы (0,4 солнечной) и $T_e = 7500^{\circ}\text{K}$ (изучалось то место главной последовательности, где ее пересекает продолжение полосы неустойчивости цефеид) показали, что эти звезды пульсируют с пери-

одом порядка 90 минут ($0^{\text{d}},06$), и величина отношения длины периода первого обертона к основному периоду составляет 0,75. По всем признакам эти звезды — карликовые цефеиды.

В отличие от звезд типа δ Sct, многие из которых имеют значительные (порядка 100 км/сек) скорости осевого вращения, карликовые цефеиды, как и звезды типа RR Lyr, — это переменные с чрезвычайно малой величиной скорости вращения — меньше 20 км/сек, согласно Престону (1965).

§ 8. Кинематические особенности.

Пространственное распределение. Тип населения

Струве (1950) впервые отметил малую (по сравнению с другими звездами типа RR Lyr) абсолютную величину лучевой скорости короткопериодических цефеид со средним периодом $0^{\text{d}},12 : 44$ км/сек. Усреднив абсолютные величины известных в настоящее время лучевых скоростей карликовых цефеид, получим 42 км/сек. Смит (1955) нашел, что скорость Солнца относительно центра галактики карликовых цефеид составляет 66 км/сек. Вольтер (1956) нашел скорость Солнца равной 47 км/сек со средней дисперсией по одной координате 37 км/сек. Нотни (1957) для карликовых цефеид в интервале $0^{\text{d}},1 < P < 0^{\text{d}},2$ получил $V_{\odot} = 56$ км/сек. Для тех же значений периода ван Герк (1965) нашел $V_{\odot} = 43$ км/сек, а для $P \leq 0^{\text{d}},1$ $V_{\odot} = 28$ км/сек. Принимая среднюю абсолютную величину $+5^{\text{m}},4$ для карликовых цефеид с $P \leq 0^{\text{d}},1$, ван Герк получил средние значения компонентов пространственной скорости:

$$\begin{aligned} \langle \Pi \rangle &= +13 \text{ км/сек с дисперсией } 11 \text{ км/сек,} \\ \langle \Theta \rangle &= -35 \text{ км/сек } \quad \text{»} \quad 33 \text{ км/сек,} \\ \langle Z \rangle &= 0 \quad \quad \quad \text{с дисперсией } 23 \text{ км/сек.} \end{aligned}$$

Компоненты Π и Θ здесь направлены параллельно галактической плоскости от галактического центра и по направлению галактического вращения, а направление Z — обычное, т. е. на северный галактический полюс.

Результаты Нотни и ван Герка свидетельствуют о том, что карликовые цефеиды с $P < 0^{\text{d}},1$ обладают более спокойной кинематикой, чем карликовые цефеиды больших периодов.

Итак, можно заключить, что по кинематическим характеристикам карликовые цефеиды резко отличаются от большинства звезд типа RR Lyr и являются объектами промежуточной составляющей Галактики. Так считали и Смит (1955) и Вольтер (1956), который обращал внимание на промежуточное значение скорости Солнца для этих звезд: большее чем для населения I и меньшее, чем для большинства звезд типа RR Lyr.

Для исследования пространственного распределения карликовых цефеид число известных переменных этого класса еще не велико. Однако в первом приближении кое-какие выводы уже можно получить. Фролов (1962) по 36 звездам этого типа, принимая $\bar{M} = +4^m$, приходит к выводу о малой по сравнению со звездами типа RR Lyr величине $\beta = 130-140$ пс (z -координата, при которой плотность падает в e раз).

Учитывая различие «нуль-пунктов» значений светимости, полученных разными авторами (табл. 32), будем считать в первом приближении (оно достаточно для этой цели) $M = +2^m,8$ для $0^d,1 < P < 0^d,2$ и $M = +4$ для $P < 0^d,1$. Тогда ревизованная величина β составит 200 пс. Распределение карликовых цефеид в пространстве характерно для объектов промежуточной составляющей.

Для карликовых цефеид характерно отсутствие их в шаровых скоплениях Галактики, типичных представителях населения II, на что указывал Б. В. Кукаркин (1947). В этом отношении показательно специальное исследование Понсеном (1961) шарового скопления ω Cen. Понсен получил большое количество фотографий скопления с экспозицией 30 минут и предельной величиной 19^m . При бликовании он переоткрыл большинство известных в этом скоплении звезд типа RR Lyr, однако не нашел ни одной звезды с периодом менее $0^d,2$. Подчеркнем, что Понсен «дошел» до абсолютной величины $+5^m$, поскольку модуль расстояния до ω Cen равен $14^m,2$.

Подводя итог, можно сказать, что кинематические свойства, пространственное распределение и химический состав свидетельствуют о принадлежности карликовых цефеид к объектам диска (Эгген, 1960). Эгген подчеркивал, что в этом состоит основное отличие карликовых цефеид от переменных типа δ Sct.

ЛИТЕРАТУРА

- Вальравен, 1952 — Walraven Th., BAN 11, 421.
 Вальравен, 1955 — Walraven Th., BAN 12, 223.
 Вольтер, 1956 — Woltjer L., BAN 13, 62.
 Вулли, Али, 1966 — Woolley R., Aly K., ROB, Nr. 114.
 Герк, ван, 1965 — Gerk van G., BAN 18, 71.
 Граттон, 1953 — Gratton L., BAN 12, 31.
 Граттон, Лаваньино, 1953 — Gratton L., Lavagnino C. J., Zs. f. Ap. 32, 69.
 Дандигер, Оук, 1967 — Danziger I. J., Oke J. B., ApJ 147, 151.
 Киппенхан, 1965 — Kippenhahn R., KVB 4, Nr. 40, 7.
 Кристи, 1965 — Christy R. F., KVB 4, Nr. 40, 77.
 Кристи, 1966 — Christy R. F., ApJ 144, 108.
 Кукаркин, 1937 — Кукаркин Б. В., Паренного П. П., Переменные звезды, т. 1, 34, ОНТИ.
 Кукаркин Б. В., 1947, АЖ 24, 269.
 Леунг, Велау, 1967 — Leung K.-C., Wehlau W., ApJ 149, 39.
 Мак Намара, 1965 — McNamara D. H., KVB 4, Nr. 40, 111.
 Мак Намара, Роджерс, 1962 — McNamara D. H., Rodgers A. W., PASP 74, 420.
 Нотни, 1957 — Notni P., Jena Mitt., Nr. 26.
 Остерхофф, 1966 — Oosterhoff P. Th., BAN 18, 140.
 Понсен, 1961 — Ponsen J., BAN 15, 326.
 Понсен, 1963 — Ponsen J., BAN 17, 29.
 Поппер, 1959 — Popper D. M., ApJ 129, 649.
 Престон, 1965 — Preston G. W., KVB 4, Nr. 40, 155.
 Престон, Пачинский, 1964 — Preston, G. W., Paczynski B., ApJ 140, 181.
 Смит, 1955 — Smith H. J., AJ 60, 179.
 Спиррад, 1960 — Spierad H., ApJ 131, 134.
 Струве, 1950 — Struve O., PASP 62, 217.
 Тернер, 1957 — Turner J. B. G., MNASA 16, 29.
 Тремко, Антал, 1959 — Tremko J., Antal M., BAC 10, 195.
 Уокер, Вилсон, 1956 — Walker M. F., Wilson O. C., ApJ 124, 325.
 Фиш, 1967 — Fitch W. S., ApJ 148, 481.
 Фролов М. С., 1962, Астрон. цирк. № 229, 26.
 Фролов М. С., 1965а, Канд. дисс., Москва, 1965.
 Фролов М. С., 1965b, Астрон. цирк. № 314.
 Фуллертон, 1967 — Fullerton W., AJ 72, 797.
 Эгген, 1951 — Eggen O. J., ApJ 113, 367.
 Эгген, 1952 — Eggen O. J., PASP 64, 31.
 Эгген, 1960 — Eggen O. J., MN 120, 430.
 Эгген, 1964 — Eggen O. J., ROB, Nr. 84.

ЗВЕЗДЫ ТИПА β ЦЕФЕЯ

О. А. Мельников, В. С. Попов

§ 1. Введение

В начале XX в. Фрост (1902) открыл, что у звезды β Сер лучевая скорость изменяется с очень коротким периодом. Позднее он нашел (1906), что этот период составляет 4 часа 34 минуты. Амплитуда изменения лучевой скорости равна 34 км/сек.

В 1913 г. Гутник (1914) обнаружил, что блеск β Сер изменяется с амплитудой $0^m,05$ и периодом, совпадающим с периодом изменения лучевой скорости. Так была открыта первая представительница этой, оказавшейся очень интересной, группы физических переменных звезд. Ранее предполагали, что эта звезда является обычной спектрально-двойной (с небольшим наклоном плоскости орбиты). Открытие же синусоидального по форме изменения блеска привело к заключению, что эта звезда, по-видимому, подобно цефеидам является пульсирующей. Однако спектральный класс звезды оказался существенно более ранним.

Второй представительницей этой группы звезд, в порядке открытия, была σ Sco. Слайфер (1904) нашел, что лучевая скорость этой звезды является переменной. Сельга (1916) определил ее период, оказавшийся равным 5,9 часа.

Третьей была звезда β CMa. Для нее Альбрехт (1908) получил переменную лучевую скорость. В 1910 г. он определил ее период около 6 часов. Для обеих этих звезд σ Sco и β CMa Стеббинс (1916, 1928) обнаружил изменение блеска.

Звезды типа β Сер называют часто звездами типа β CMa. Однако более строго исторически сохранить назва-

ние «звезды типа β Цефея», — по первой открытой звезде из этой группы.

Наконец, в 1912 г. Адамс заметил, что лучевая скорость 12 Lac является переменной и в 1915 г. Юнг определил ее период, равный 4,6 часа. У этой звезды блеск также оказался переменным.

Указанные выше четыре переменные звезды имеют спектральный класс В. Уже к 1920 г. стало очевидно, что они образуют группу совершенно новых объектов, отличающихся от цефеид и не являющихся спектроскопически (или фотометрически) двойными. В последующем Анрото (1928), Дж. Мур (1936), Ц. Пейн-Гапошкина и С. Гапошкин (1938) и др. относили к переменным типа β Сер много других звезд, даже спектрального класса, отличного от В. Однако критический пересмотр этих списков и состояния проблемы в целом, выполненный Струве и Свингсом (1941), показал, что только четыре звезды из изучавшихся могут считаться подлинными членами этой группы переменных звезд. Они оказались, кроме β Сер, еще β CMa, σ Sco и 12 Lac. В 1957 г. к звездам типа β Сер с уверенностью было отнесено 10 звезд (главным образом благодаря работам Струве и его сотрудников). В книге Андерхилл «Звезды ранних спектральных классов» (1966) приводится уже список 18 звезд типа β Сер.

Отметим некоторые важные открытия в области изучения звезд типа β Сер.

В 1918 г. Анрото (1918) заметил, что внешний вид спектральных линий у звезды β CMa подвергается периодическим изменениям: иногда линии уже, иногда шире и более размытые, чем общее среднее состояние. Период этих изменений в ширине линий был найден равным $6^h 2^m$.

В 1932 г. Мейер (1934) открыл двойную периодичность в изменениях лучевой скорости β CMa. Крупным открытием было также обнаружение у звезды BW Vul разрывов в лучевой скорости (Струве, 1954).

В настоящее время проявляется большой интерес к этому типу переменных звезд. Подробные обзоры характеристик звезд типа β Сер содержатся в статьях Струве (1952, 1955), Леду и Вальравена (1958), Мельникова (1962), Ван Хофа (1962с) и в упомянутой выше книге Андерхилл (1966).

Таблица 33

Звезды типа β Сер, открытые до 1967 г.

№ п/п	HD	Название	Спектр	P_1	P_2	P_3	$2K_1$ км/сек	$2K_2$ км/сек	Характер измен. ампл. v
1	886	γ Peg	B 2,5 IV	h m			7		c
2	16582	δ Cet	B 2 IV				13		c
3	19374	63 Ari	B 2 IV				5		c
4	21803	KP Per	B 2 IV	h m	d		11,1	16-25	c
5	29248	ν Eri	B 2 III	4 45	4 50	6,98	22	49	v
6	44743	β CMa	B 1 II-III	6 00	6 02		12	6	v
7	46328	ϵ CMa	B 0,5 IV	5 02		49,17	36		c
8	50707	15 CMa	B 1,5 III	4 28			7		c
9	111123	β Cru	B 0,5 III		5 40			14	v
10	126341	ϵ Lup	B 3 III	4 21	4 16	8,0	11		c
11	129066	τ Lup	B 1 III		6 14			20	v
12	147165	ϵ Sco	B 1 III	5 44	5 55	8,028	15	110	v
13	157056	θ Oph	B 2 IV		3 22			5-20	v
14	165174	V 936 Oph	B 0,5 III	6 56					
15	180068	ES Vul	B 0,5 IV	14 38					
16	188439	V 819 Cyg	B 0,5 IIIr	9 04?					
17	199140	BW Vul	B 2 III		4 49			>150	v
18	205021	β Ser	B 2 III		4 34			18-46	v
19	214993	DD Lac	B 2 III	4 44	4 38	8,9	15	36	v
20	216916	EN Lac	B 2 IV	4 06	4 04	17,15	9	30	v

Примечания.

1. Ван Хоф (1956) нашел в ультрафиолетовых лучах ослабление блеска до $0^m,3$ относительно обычного минимального значения (17-20 октября 1958 г.). Это ослабление приписывается затмению. Ван Хоф считает звезду, возможно, спектрально-двойной и затменной с $P=103^d,9$ и $D=0^d,03$.

2. $P_1=0^d,2513016$ для 1909-1931 гг. и $0^d,2513003$ для 1931-1948 гг. ($K_2=4,2$ км/сек для 1917-1934 гг. и $K_2=20$ км/сек для 1947-1948 гг.). Период блески $49^d,1236$ для 1909-1931 гг. и $49^d,1695$ для 1931-1948 гг. (Струве, 1950).

Δm_1	Δm_2	Характер измен. ампл. m	m	$B-V$	$U-B$	M_V	Характер измен. линии	Скорость вращения ($v \sin i$), км/сек	Примеч.
m	m	m	m	m	m	m	m		
0,015		c	2,63	-0,23	-0,87	-3,04	v	5	
0,025		c	3,83	-0,205	-0,850	-3,47	v	25	
0,2			6,00			-3,0	c		
0,07-0,11		v	6,36			-4,0	c		
0,067	0,114	v	4,12	-0,195	-0,860	-4,09	v	31	1
0,03		v	2,00	-0,235	-0,970	-4,60	v	38	
0,01-0,045		v	4,35	-0,240	-0,930	-4,43	c	33	
0,01		c	4,68			-4,17	c	60	
	0,04	c	1,28	-0,25		-4,40	c	32	
		v	4,12	-0,18		-4,1	c	0	
0,03	0,03	v	2,32	-0,22		-5,0	v	0	
	0,08	v	2,66	+0,16	-0,69	-4,6	v	53	3
	0,06	v	3,29	-0,23	-0,87	-3,24	v	51	3
0,03			6,12			-4,5			4
0,03			5,43					400	4
0,03			6,12						4
	0,19-0,26	v	6,44	-0,131	-0,870	-4,42	v	26	
	0,02-0,05	v	3,32	-0,225	-0,945	-4,26	v	43	5
0,042	0,074	v	5,18	-0,135	-0,860	-4,16	v	79	
0,035	0,055	v	5,06	-0,145	-0,850	-3,95	v	37	6

3. Звезда является спектрально-двойной.

4. Принадлежность к звездам типа β Сер установлена еще не твердо.

5. В интервале времени 1914-1919 гг. наблюдается разное изменение периода колебания лучевых скоростей. С 1902 г. по 1918 г. период был равен $0^d,1904795$. После 1919 г. происходит только медленное изменение периода. По-видимому, β Сер является ярким компонентом двойной системы с орбитальным периодом, равным 50 годам (Смит, 1943).

6. Звезда является спектрально-двойной и визуально-двойной, ADS 16381, спутник $12^m,0; 27''$ (Копылов, 1958).

К 1968 г. известно 44 звезды типа β Сер, но не все они одинаково хорошо изучены.

В табл. 33 приведены звезды типа β Сер, которые были известны до 1967 г. В столбцах приведены соответственно порядковый номер звезды, номер звезды по каталогу Генри Дрепера (HD), название звезды, спектральный класс с классом светимости (в системе MK), периоды P_1 и P_2 , период блески P_3 , амплитуды изменения лучевой скорости, характер их изменения (постоянная — с или переменная — v), амплитуды изменения блеска, характер

их изменения (постоянная или переменная), визуальная звездная величина, цвета звезд ($B-V$) и ($U-B$), абсолютная звездная величина (визуальная), характер поведения профилей линий (постоянные или переменные), скорости осевого вращения ($v \sin i$), примечания.

Данные взяты в основном по Струве (1955) и Хиллу (1967).

В табл. 34 содержатся данные еще о 24-х звездах типа β Сер, которые обнаружил Хилл в результате фотоэлектрических исследований 153 звезд спектрального

Звезды типа β Сер, открытые Хиллом

№ п/п	Название	Ассоциация или скопление	Спектр	P_1	P_2	Δm_B	Δm_U	m_V	$(B-V)_0$	$(U-B)_0$	M_V	Скорость вращения ($v \sin i$), км/сек	Примечание
1	HD 13051	Per I	B1 IV:	8h39m		0m034	0m032	8m70	-0m30	-1m04	-4m4	260	1
2	HD 13494	Per I	B1 III:	5 17		0,020	0,024	9,30	-0,26	-0,97	-3,8	280	1
3	HD 13544	Per I	B0,5 IV	9 22		0,044	0,037	8,88	-0,30	-1,04	-3,7	330	1
4	HD 13745	Per I	B2 IV:	10 49		0,022	0,024	7,86	-0,33	-1,04	-3,7	360	1
5	HD 13866	Per I	B2 I	6 52	5h16m	0,032	0,017	7,50	-0,27	-0,92	-3,3	39	1
6	HD 14058	Per I	B0,5 III	4 51		0,017	0,013	8,43	-0,22	-1,00	-5,5	70	1
7	HD 15152	Per I	B0 III	6 14		0,031	0,047	8,74	-0,33	-1,04	-5,5	220	1
8	HD 16429	Per I	O9,5 III	9 05	6 47	0,035	0,026	7,67	-0,27	-1,01	-6,9	230	1
9	HD 16429	Per I	B1 III	7 21		0,030	0,034	8,96	-0,26	-0,98	-4,6	290	1
10	BD 56545	Per I	B1 III	6 36	9 37	0,029	0,034	9,46	-0,26	-0,98	-4,6	130	1
11	BD 56788	Per I	B1 III	4 40:	5 02	0,018	0,033	4,56	-0,29	-1,00	-3,4	166	1
12	A	NCC 1402	B2 IV	4 34:		0,029	0,025	4,56	-0,29	-1,00	-3,4	166	1
13	HD 37716	Orf I	B2 V	7 24	9 07	0,030	0,015	8,13	-0,23	-0,78	-2,7	155	1
14	HD 37776	Orf I	B2 V	9 07	6 48	0,018	0,015	8,13	-0,23	-0,78	-2,7	155	1
15	HD 25214	2 NGC 2469	B0 IV	9 35		0,022	0,040	8,79	-0,24	-1,04	-4,2	240	1
16	HD 52248	5 NGC 2469	B0 IV	6 46		0,030	0,031	8,79	-0,24	-1,04	-4,2	189	1
17	HD 13073	Gem I	B0 IV	6 16		0,014	0,013	6,92	-0,33	-1,15	-2,0:	108	1
18	HD 43818	Gem I	B0 V	6 54		0,015	0,017	5,86	-0,10	-0,63	-2,0:	150	1
19	HD 12983	Sco II	B3 V:	10 25		0,032	0,027	7,75	-0,11	-1,12	-1,5	170	1
20	HD 147035	Sco III	B0,5 IV	7 45		0,027	0,015	—	—	—	—	—	—
21	HD 53775	—	B0,5 III	7 45		0,027	0,015	—	—	—	—	—	—
22	HD 53774	—	B0,5 III	7 45		0,027	0,015	—	—	—	—	—	—
23	HD 149852	—	B0,5 III	7 45		0,027	0,015	—	—	—	—	—	—
24	HD 163174	—	B0,5 III	7 45		0,027	0,015	—	—	—	—	—	—

Примечания

1. Принадлежность к звездам типа β Сер установлена не твердо.
2. Имеет еще третий период, равный 0h38m.
3. Звезда является визуально-двойной.
4. Спектрально-двойная, $P = 2d,6$.

класса В в ближайших ассоциациях и галактических скоплениях. Эти новые данные (хотя они и менее точные, чем приведенные в табл. 33), значительно расширили границы спектрального класса, класса светимости, абсолютной величины, периода и скорости вращения для этих переменных. Эти пределы теперь составляют: 09,5 — В3 (спектральный класс), I—V (класс светимости), 3—14,6 часа (период), 0 — 400 км/сек (скорости вращения).

Хилл открыл ряд звезд с высокими скоростями вращения, неизвестными ранее среди звезд этого типа.

Звезды типа β Сер, по-видимому, не очень редки в Галактике. Среди 28 звезд северного неба ярче $5^m,0$ спектральных классов В1 и В2 переменными типа β Сер являются 11 звезд. Среди 97 звезд ярче $7^m,0$ — 19 переменных. Общее же число звезд типа β Сер во всей Галактике оценивается приблизительно в $8 \cdot 10^3$ (Копылов, 1959). На диаграмме спектр—светимость звезды типа β Сер занимают вполне определенное место (рис. 92): они образуют четкую последовательность, начинающуюся от спектрального класса В3 и расположенную выше главной последовательности. Звезды этого типа имеют характеристики гигантов, но все же в действительности не являются типичными гигантами.

§ 2. Кривые лучевых скоростей

Одной из основных характеристик звезд типа β Сер является кривая лучевой скорости, период изменения которой заключен у разных звезд в пределах от 3 до 14,6 часа, а амплитуда от 5 до 150 км/сек и более (у BW Vul). Кривые лучевых скоростей для большинства звезд этого типа плавные, симметричные.

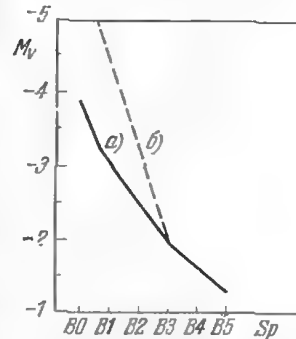


Рис. 92. Область, занимаемая звездами типа β Сер на диаграмме Герцшпрунга — Рассела: а) звезды главной последовательности, б) звезды типа β Сер.

В 1953 г. Ван Хоф (Ван Хоф, Струве, 1953) открыл явление отставания кривой лучевой скорости, построенной на основе линий поглощения водорода, от кривой, полученной по линиям других химических элементов. По виду они подобны, но смещены на $0^{\text{p}},04$. Это явление, называемое «эффектом Ван Хофа», было вначале найдено у

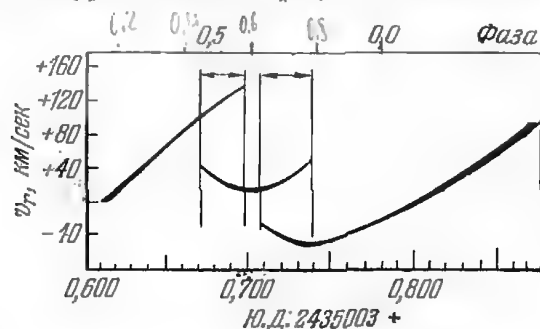


Рис. 93. Кривая лучевой скорости звезды BW Vul. Толщина кривых пропорциональна интенсивности компонентов линии (Струве, 1954); $x = -14$ км/сек; $a = 0^{\text{p}},5$ (мин. блеска); $b = 0^{\text{p}},0$ (макс. блеска).

звезды β CMa, затем у 16 Lac. Позднее этот же эффект был обнаружен еще у трех звезд этой группы: 12 Lac, σ Sco и BW Vul, он имел несколько другой вид, чем для первых двух звезд — смещение заметно только на нисходящей ветви кривой лучевой скорости.

У этих трех звезд на нисходящей ветви v_r наблюдается остановка. При этом линии поглощения разделяются на компоненты и кривая лучевой скорости скачкообразно разрывается. На рис. 93 для иллюстрации приводится кривая лучевой скорости звезды BW Vul (Струве, 1954). Из рисунка видно, что на фазах $0^{\text{p}},45 - 0^{\text{p}},58$ и $0^{\text{p}},63 - 0^{\text{p}},78$ линии раздваиваются. Лишь при невысокой дисперсии это явление незаметно и линии представляются как бы только более размытыми. При высокой дисперсии наблюдаются три компонента линии, одновременно же видны только два. Моменты раздвоения показаны на рисунке вертикальными прямыми. Разделенные компоненты ли-

ний изменяются по интенсивности, причем очень быстро (примерно за 15 минут). Компонент, смещенный в длинноволновый конец спектра, исчезает на фазе $0^{\text{p}},58$, а коротковолновый (промежуточный) появляется около фазы $0^{\text{p}},45$, достигает максимального значения около фазы $0^{\text{p}},61$ и погасает около фазы $0^{\text{p}},78$. На фазе $0^{\text{p}},63$ появляется еще более коротковолновый компонент, который прогрессивно увеличивается в интенсивности и одновременно смещается в длинноволновый конец, давая в конце концов положительную скорость, т. е. соответствует восходящей ветви кривой лучевой скорости.

У многих звезд типа β Сер амплитуда изменения лучевой скорости переменна, с периодом, доходящим у некоторых звезд, например, β CMa, до 49 дней. У этих звезд происходит наложение двух колебаний с близкими периодами P_1 и P_2 , что, естественно, приводит к явлению «биений», выступающему у этого типа звезд очень наглядно.

В результате обобщения большого наблюдательного и теоретического материала по звездам типа β Сер Струве (1955) предложил разделить их на две физически различные группы. В первую группу были включены переменные звезды, имеющие только один, основной период P_1 изменения лучевой скорости или же период P_2 , с которым изменяется лучевая скорость и спектральные линии. Ко второй же группе были отнесены переменные звезды, показывающие одновременно оба указанных периода P_1 и P_2 . Однако подобное деление группы звезд типа β Сер на две подгруппы является существенным упрощением имеющихся фактических данных. В ряде случаев наблюдается целый ряд, по-видимому, физически связанных периодов и один фундаментальный период.

Струве также высказал предположение о существовании эволюционных изменений периода. Из 10 звезд этого типа, для которых наблюдения являются наилучшими и охватывают промежуток времени от 30 до 50 лет, у трех действительно подозревается изменение периода. У звезды σ Sco ($P = 5^{\text{h}}55^{\text{m}}$) период увеличивается со скоростью $2,3$ сек в столетие, у звезды BW Vul ($P = 4^{\text{h}}49^{\text{m}}$) — на $3,0$ сек в столетие и у звезды β Сер ($P = 4^{\text{h}}34^{\text{m}}$) — на $1,2$ сек в столетие. Отсюда следует, что, например, период

γ Рег (3^h36^m) увеличится до периода β СМа (6^h02^m) приблизительно за 10^6 лет, что согласуется с принимаемым возрастом 10^6 — 10^7 лет для обычных звезд этого спектрального класса. Однако этот вопрос еще окончательно не решен, так как влияние кумулятивных и других ошибок исключено не полностью.

Численное интегрирование по точкам средних кривых лучевых скоростей [что было сделано, в частности, для 12 Лас Де Ягером (1953)], в предположении механизма пульсации приводит к выводу о том, что фаза максимального сжатия звезды в данном случае, в отличие от цефеид, соответствует фазе максимума блеска. Этот результат находится в полном соответствии с классической теорией пульсации. Это, в частности, дает основание предполагать, что звезды типа β Сер действительно относятся, как и цефеиды, к пульсирующим звездам. Однако явление переменности у звезд типа β Сер сложное и в деталях не может быть объяснено в рамках какой-либо одной из существующих теорий.

Ван Хоф (1962а, 1962б), применивший периодограммный анализ к кривым лучевых скоростей и блеска β Сер и β СМа, а также к некоторым другим звездам этого типа, нашел, например, что у β Сер имеется 55 различных периодов, а у β СМа — по крайней мере 10. Эти колебания соответствуют основной, фундаментальной моде и различным обертоном колебаниям, а также периодам биений. Он отмечает, что для обеих звезд величины отношения P_1/P_0 хорошо согласуются с теоретическими, вычисленными для полнотропы с индексом 3 и $\Gamma_1 = 1,5$.

§ 3. Кривые блеска

Кривую блеска звезд типа β Сер получить из наблюдений очень трудно из-за того, что амплитуды колебания блеска очень небольшие, от $0^m,01$ до $0^m,26$. Поэтому кривые блеска выведены еще не для всех известных звезд этого типа. Кривые блеска почти синусоидальные по форме. Для больших длин волн отмечается уменьшение амплитуды и запаздывание по фазе (как у цефеид). На рис. 94 показаны кривые блеска β Сер в шести цветах (Стеббинс, Крон, 1954).

Период изменения блеска звезды и ее спектрального класса совпадает с периодом изменения лучевой скорости. Так, спектральный класс звезды BW Vul, которая показывает наибольшую амплитуду изменения блеска ($0^m,19$ — $0^m,26$), меняется от В0 в максимуме блеска до В2 в минимуме. Максимум блеска у звезд типа β Сер наблюдается тогда, когда кривая лучевой скорости пересекает ось γ (т. е. ось скорости центра тяжести системы), переходя от положительных к отрицательным значениям соответствующих скоростей. Кривая блеска подобна средней кривой лучевой скорости, но отстает от нее по фазе на 90° . Для примера, на рис. 95 показаны кривые блеска и лучевой скорости γ Рег (Вильямс, 1954).

Таким образом, соотношения между поведением нижних и верхних слоев атмосферы или же условно фотосферы (изменение блеска) и обрабатываемого слоя и хромосферы (изменение лучевой скорости) почти такие же как и у цефеид. Но у звезд типа β Сер кривые блеска и лучевых скоростей сдвинуты по фазе до совпадения фаз пульсации внутренних и внешних слоев звезды.

В случае трех звезд (16 Лас, 12 Лас и γ Ег1) интерференция двух колебаний с очень близкими периодами наблюдается не только в лучевой скорости, но и в кривой блеска. При этом обе кривые (лучевой скорости и блеска) имеют одновременно большие или маленькие амплитуды.

Для некоторых звезд типа β Сер в настоящее время имеются обширные ряды наблюдений не только изменения лучевых скоростей, но и блеска, а также цвета. Здесь

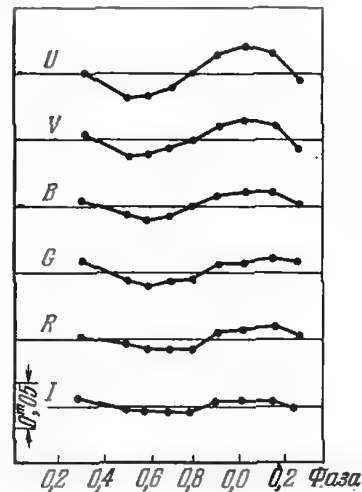


Рис. 94. Кривые блеска звезды β Сер в шести цветах (Стеббинс и Крон, 1945).

следует, в частности, упомянуть исследования звезд γ Peg и ν Egi, выполненные в Абастуманской обсерватории Кумсишвили и Магалашвили (1960) и Кумсишвили (1962).

Вместе с изменениями блеска у звезд типа β Сер меняется и показатель цвета: в максимуме блеска звезды типа

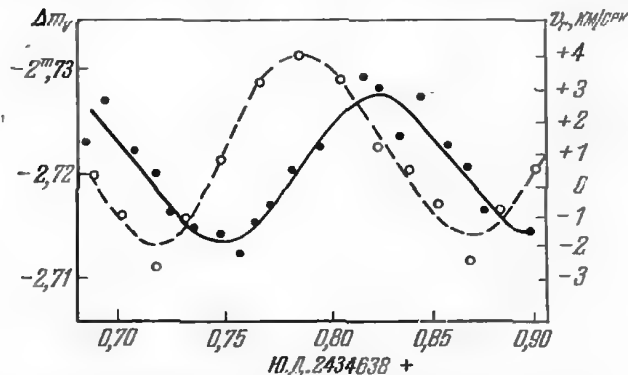


Рис. 95. Кривые блеска и лучевой скорости звезды γ Peg (кружки — v_γ , точки — $m_{\gamma \text{ Peg}} - m_{\gamma \text{ abs}}$) (Вильямс, 1954).

β Сер как и цефеиды, голубее, чем в минимуме. Спектрофотометрические температуры в максимуме блеска тоже выше, чем в минимуме, примерно на 1000°K .

Знание трех кривых: блеска, цвета и лучевой скорости позволяет довольно надежно определить средний радиус переменной звезды. По определению Стеббинса и Крона (1954), использовавших способ Весселинка, для звезд β Сер средний радиус равен $9,0R_\odot$.

§ 4. Зависимости период — спектральный класс (цвет) и период — светимость

Колебания блеска и лучевых скоростей у группы звезд типа β Сер во многом сходны с теми, что мы наблюдаем у цефеид. Это подсказывает мысль, что и для переменных звезд типа β Сер могут существовать зависимости некоторых их параметров, таких как спектр (цвет), абсолютная

величина, и, возможно, некоторых других от величины периода. И такие зависимости действительно были обнаружены.

На существование зависимости «период — спектральный класс» указал в 1953 г. Мак Намара (1953a): звезды с более длинными периодами относятся к более ранним

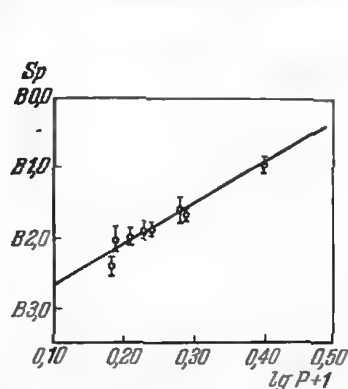


Рис. 96. Зависимость «период — спектральный класс» звезд типа β Сер. Спектральные классы определены количественным спектральным методом. Вертикальные черточки — величины вероятных ошибок определения спектрального класса (Копылов, 1959).

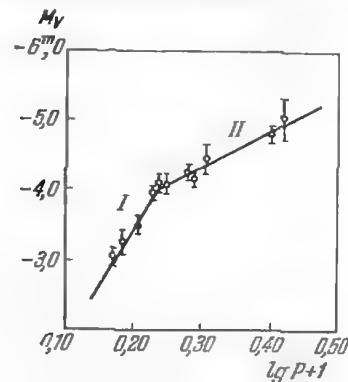


Рис. 97. Зависимость «период — абсолютная величина» для звезд типа β Сер, определенная количественным спектральным методом. Вертикальные черточки — величины вероятных ошибок определения M_v (Копылов, 1959).

спектральным классам. В работе Копылова (1959) приводится рисунок, характеризующий эту зависимость (рис. 96). Если принять B0 за 0, B1 за 1, B2 за 2 и т. д., то зависимость между спектральным подклассом В звезды и логарифмом ее периода выражается следующей формулой:

$$Sp_B = -2,40 - 5,57 \lg P.$$

Существует также зависимость между периодами и цветами для звезд с P меньше $0^d,2$:

$$(B - V) = -0^m,143 - 0,653 \cdot P.$$

Для звезд с $P > 0^d,2$ цвет приблизительно постоянен (Мак Намара и Вильямс, 1955).

Мак Намара также первый обратил внимание на существование зависимости «период — светимость» («период — абсолютная величина») (Мак Намара, 1953b): звезды с большими периодами обладают большей светимостью.

Блаау и Саведов (1953) независимо установили подобную закономерность по шести звездам типа β Сер. Они получили следующую зависимость (P в днях):

$$M_V = -10 - 9 \lg P.$$

Петри же (Петри, 1954) нашел по семи звездам зависимость:

$$M_V = +0,4 - 18,1P.$$

и уточнил ее в 1964 г. (Петри, 1964):

$$M_V = (8,7 \pm 1,4) - (6,7 \pm 1,9) \lg P.$$

В 1959 г. эта зависимость рассматривалась Коньковым, использовавшим 14 звезд. Вблизи значения $(\lg P + 1) = 0,24$ он получил резкий излом в ходе этой зависимости (рис. 97): для участков I и II он получил следующие соотношения:

$$\text{I } M_V = -17,13 - 17,20 \lg P,$$

$$\text{II } M_V = -7,96 - 5,16 \lg P.$$

Согласно теоретическим исследованиям (Блаау и Саведов, 1953) коэффициент перед $\lg P$ равен $-10,2$.

§ 5. Спектральные особенности

Кроме периодических изменений в непрерывных спектрах звезд типа β Сер, при изучении линейчатых спектров этих звезд также было замечено, что ширины и интенсивности спектральных линий у некоторых звезд заметно меняются вместе с изменениями блеска, цвета и лучевой скорости. Как это уже было отмечено выше, впервые это было обнаружено в 1918 г. Аното у β CMa. Линии достигают наибольшей ширины около максимума блеска на нисходящей ветви кривой лучевой скорости, а наимень-

шей вблизи минимума на восходящей ветви. Изменения ширины линий соответствуют только P_2 , изменения же лучевых скоростей — P_1 и P_2 , поэтому у звезд с двумя периодами фаза, когда линии наиболее широки или узки, «ползет» по суммарной кривой изменения лучевых скоростей. Значительные изменения в линиях обнаружены у следующих звезд: β CMa, σ Sco, ν Eri, 12 Lac, BW Vul. У σ Sco, например, изменения в ширинах спектральных линий в пересчете на скорости вращения звезды на экваторе ($V \sin i$) составляет от 120 до 20 км/сек.

Слабые изменения наблюдаются у 16 Lac, β Сер, γ Peg. У звезд δ Сер и ξ^1 CMa ширины спектральных линий в течение периода практически не меняются. Эти две последние звезды выделяются еще и тем, что они имеют один период и достаточно постоянную амплитуду изменения лучевой скорости.

У звезд с сильными изменениями линий наблюдается переменная асимметрия на нисходящей ветви кривой лучевой скорости, а также раздвоение линий, о чем было сказано выше. Момент, в который происходит раздвоение или расширение линий, не является одним и тем же для всех спектральных линий. Вначале это наблюдается в линиях Si III и O II, несколько минут спустя в линиях гелия, и, наконец, в линиях водорода. Это позволяет предположить, что разрывность кривой лучевой скорости распространяется наружу через атмосферу и достигает последовательно различные уровни, где образуются линии Si III и O II, гелия и, наконец, водорода. Таким образом, измерения свидетельствуют о том, что поведение линий с разным потенциалом возбуждения сходно с поведением, которое принимается для цефеид.

Около минимума блеска в спектре звезды BW Vul, имеющей наибольшие изменения в блеске и лучевой скорости, и звезды γ Peg, которая, наоборот, показывает очень небольшие изменения, водородные линии P_γ и P_δ несколько сильнее, чем в максимуме, что указывает на более низкую температуру.

В минимуме блеска у звезд BW Vul, β Сер, β CMa и у θ Ori наблюдается эмиссия в линиях H₂ и, возможно, H₂, хотя и очень слабая. Она накладывается на линии поглощения и значительно уменьшает их глубину.

Вокруг звезды σ Sco находится околосредная поглощающая и одновременно H_{α} -эмиссионная туманность Си-меиз № 176—177 (Газе и Шайн, 1953).

Определение турбулентных скоростей в атмосферах звезд этого типа методом кривых роста показывает, что у звезд типа β Сер средние турбулентные скорости довольно большие (β CMa 27,8 км/сек, β Сер 41,4 км/сек, γ Peg 28,6 км/сек). Кроме того, они переменны: в максимуме блеска они приблизительно в полтора раза больше, чем в минимуме (Попов, 1967). Под турбулентностью здесь подразумеваются беспорядочные движения достаточно больших объемов газа, размеры которых, однако, существенно меньше толщины атмосферы звезды.

Характер изменений турбулентных скоростей у звезд типа β Сер подобен явлениям в Ве-звездах, у которых скорость турбулентных вихрей, имеющих характерный размер меньше толщины оболочки, возрастает при сжатии оболочки и уменьшается при ее расширении (Боярчук и Проник, 1965). Таким образом в минимуме блеска звезд типа β Сер немного напоминают Ве-звезды, в частности например, звезду ζ Tau (B 1,5 V; $m_v \approx 3^m,0$), у которой обнаружена переменная лучевая скорость (с периодом 133 дня) и у которой, возможно, есть и более короткий период (порядка нескольких часов). На это указывают изменения лучевой скорости почти в два раза в течение 30 минут (с от +30,3 до +15,8 км/сек, с ошибкой ± 1 км/сек) (Андерхилл, 1952), но выделить этот короткий период довольно трудно из-за изменений в структуре и распределении интенсивности в линиях. В максимуме же блеска звезды типа β Сер мало чем отличаются от обычных В-звезд. Химический состав звезд типа β Сер сходен с химическим составом нормальных В-звезд.

§ 6. Теоретическая интерпретация наблюдательных данных

Причины, вызывающие изменения блеска, лучевых скоростей и других физических характеристик звезд типа β Сер пока полностью еще не выяснены. Одной только пульсацией объяснить все явления в этих звездах затруднительно. Среди звезд типа β Сер мы встречаемся с объекта-

ми, у которых имеются два и, возможно, больше периодов изменения лучевых скоростей; меняется также форма кривой лучевых скоростей и кривой блеска.

В разное время многими авторами были предложены следующие гипотезы для объяснения процессов, происходящих в звездах типа β Сер:

- 1) гипотеза о наличии спутника,
- 2) гипотеза о появлении турбулентных пятен,
- 3) полярно-экваториального колебания,
- 4) нерадиального колебания,
- 5) сложения радиальных колебаний разных форм,
- 6) гипотеза изверженной атмосферы и др.

Все эти гипотезы подробно рассмотрены в статье Ван Хофа (1957). Здесь мы изложим их только вкратце:

1. Гипотеза спутника. Мейер (1934) высказал мысль, что звезда β CMa имеет массивный спутник, вращающийся с периодом P_1 ; спутник также пульсирует с малой амплитудой с периодом P_2 (последний период тождествен с периодом изменения ширины линий). В дальнейшем эта мысль была развита Струве (1950), который предположил, что невидимый спутник пары является белым карликом. Струве допускал, что P_1 представляет орбитальный период спутника, в то время как P_2 соответствует пульсации, которая вызывается приливным действием спутника в атмосфере главной звезды. При этом затмения не происходят. Эта гипотеза не в состоянии объяснить, почему периоды обоих колебаний так близки.

2. Гипотеза турбулентных пятен. Струве уделял особое внимание периодическому расширению и удвоению линий в спектрах звезд типа β Сер. По его мнению, спутник должен вызывать местные возмущения вида «турбулентных пятен», которые должны производить глубокие и узкие линии поглощения; остальная поверхность остается нетронутой и достаточно однородной, и линии поглощения показывают заметное расширение, вызываемое быстрым вращением звезды вокруг оси.

Эта гипотеза вызывает ряд возражений, самым существенным из которых является то, что для пятна с умеренным диаметром лучевая скорость и ширина линий должны оставаться постоянными до тех пор, пока пятно не исчезнет из виду. Наблюдения же указывают на противополож-

ное этому явление и свидетельствуют о непрерывном изменении данных параметров.

Из-за веских возражений О. Струве отказался от гипотез о наличии спутника и турбулентности. Наряду с этим он придерживался мнения, что осевое вращение звезды является главным фактором в процессе расширения и удвоения линий.

3. Гипотеза полярно-экваториального колебания. В 1952 г. при интерпретации явлений в звездах типа β Сер некоторые астрономы стали придерживаться точки зрения, по которой звезды типа β Сер представляют собой быстро вращающиеся отдельные звезды, испытывающие радиальную пульсацию со слегка отличными периодами у полюса и экватора. По мнению одних исследователей, различие между периодами полярного и экваториального колебаний вызвано сплюснутостью у полюса, которая в свою очередь вызвана быстрым вращением звезды. По мнению других исследователей, причиной этого различия является магнитное поле.

Слабое место гипотезы полярно-экваториального колебания в том, что она не в силах объяснить расширение линий.

4. Гипотеза перадиального колебания. Гипотезу перадиального колебания разработал П. Леду (1951). Суть перадиального колебания заключается в том, что в случае свободного колебания, кроме стационарной волны, имеются еще и две бегущие волны, движущиеся вокруг оси в противоположных направлениях, и все три частоты близки между собой. Каждая бегущая волна производит переменную линию, расширяющуюся с таким же периодом, что и сама волна. На первый взгляд эта гипотеза казалась многообещающей для понимания природы звезд типа β Сер, но сопоставление теории с наблюдениями оказалось не удовлетворительным. Наблюдения звезды β СМа показали, что из двух бегущих волн оказалась только одна волна с большим периодом, а теория не смогла объяснить, почему другая волна не возбуждается.

Леду рассмотрел также случай вынужденного колебания, по это привело снова к гипотезе спутника.

5. Гипотеза сложения обычных радиальных колебаний разных форм. Эта гипотеза, введенная более 20 лет

назад Ключер (1936) для объяснения существования двух сходных периодов в песколовках звездах типа RR Lyr, применена Вап Хоффом (1957) к звездам типа β Сер. Смысл гипотезы заключается в том, что если звезда испытывает радиальную пульсацию с частотой σ в основном тоне и пульсацию с частотой $\nu = 2\sigma$ в более высоком обертопе, то посредством резонанса будет возбуждена пульсация с частотой $\nu - \sigma \approx \sigma$; последняя объединится с пульсацией с частотой σ и таким образом создаст биение.

Недостаток этой гипотезы заключается, как отмечает Вап Хофф, в том, что оба колебания должны иметь приблизительно одинаковое влияние на линии, в то время как наблюдения показывают, что в процессе расширения линии сказывается только одно колебание.

6. Гипотеза изверженной атмосферы. Струве предложил как рабочую гипотезу модель изверженной атмосферы. В дальнейшем эта гипотеза была развита Оджерсом (1955). Она состоит в том, что звезды типа β Сер регулярно как бы отгоняют атмосферу, которая поднимается на определенную высоту, а затем возвращается обратно на звезду. Один компонент каждой раздвоенной спектральной линии образуется в поднимающейся или падающей оболочке, а другой — в спокойной атмосфере.

Эта гипотеза нам представляется наиболее плодотворной, так как она объясняет наибольшее количество наблюдательных фактов.

§ 7. Пространственно-кинематические характеристики

Звезды типа β Сер принадлежат к плоской составляющей (население I типа) Галактики. Возраст их оценивается в 10^8 — 10^7 лет. Скорости вращения этих звезд от 0 до 400 км/сек (в среднем ~ 130 км/сек), т. е. как у обычных В-звезд.

В случае звезд спектральных классов, отличных от О и В, сумма некулярных (т. е. присущих самим звездам) лучевых скоростей большого числа звезд близка к нулю. Для звезд же спектральных классов О и В она равна $+4 \div 5$ км/сек, что впервые было замечено в 1903 г. Фростом и Адамсом. Это явление в дальнейшем было названо

K -эффектом. Природа этого эффекта еще недостаточно изучена.

Для группы звезд типа β Сер K -эффект был получен равным $+2,7 \pm 1,4$ км/сек (Попов, 1959). Были использованы данные для 11 звезд этого типа. Скорость Солнца относительно этой группы звезд составляет

$$v_{\odot} = 19,3 \pm 3,9 \text{ км/сек},$$

т. е. близка к стандартной. Наблюдаемое значение K -эффекта включает в себя, согласно терминологии О. А. Мельникова (1956), три возможных эффекта: динамический, геометрический и физический.

Динамический эффект вытекает из обобщенной теории галактического вращения и может проявляться в изменении K -члена с расстоянием.

Для группы звезд типа β Сер, как и для цефеид, эта зависимость действительно обнаруживается, K -член с увеличением расстояния медленно убывает.

Часть K -эффекта звезд вообще и, в частности, типа β Сер может быть вызвана местными потоками звезд в Галактике, например, потоком Скорпиона — Центавра и др.

Под геометрическим эффектом K -члена подразумеваются ошибки в длинах волн и влияние бленд (наложений) линий в спектре, в частности, «эффекта кривой роста», который заключается в том, что если в числе линий, используемых для измерения лучевых скоростей, имеются неразрешенные мультиплеты, то при определении их стандартных длин волн необходимо вычислять взвешенные средние длины волн с учетом относительных интенсивностей, обусловленных явлением кривой роста. При этом влияние кривой роста на относительную интенсивность компонент может быть направлено только в сторону усиления слабой компоненты. Таким образом, наблюдается систематическое положительное смещение относительно лабораторного стандарта длины волны для триплетных линий гелия.

Интерпретируя это смещение как доплеровское, мы получаем заметный положительный избыток лучевой скорости, который достигает, например, для $\lambda = 4471 \text{ \AA}$ (He I) около $+5$ км/сек.

При использовании лабораторных длин волн лучевые скорости звезд спектрального класса В из-за указанного смещения для триплетных линий гелия в среднем окажутся подверженными систематической ошибкой порядка $+1$ км/сек. Эта величина может ошибочно трактоваться, войдя в наблюдаемый K -член для исследуемой группы звезд.

Однако основная трудность проблемы заключается не только в самой системе длин волн, сколько в том, что та или иная система длин волн вообще отличается от лабораторной вследствие различных физических условий в звездной атмосфере и в лаборатории. В звездах действует, например, гравитационный эффект, вызывающий смещение линий к красному концу. Для звезд спектрального класса В0—В2 этот эффект составляет в среднем около $+1,7$ км/сек. Это лишь одна из физических причин K -эффекта. Сюда же можно отнести и влияние столкновений атомов, депрессию уровней при изменении давления газов, квадрупольный эффект Штарка (у неводородных линий), сверхтонкую структуру и т. д.

К физическим эффектам, влияющим на K -член, могут также относиться явления чисто динамического характера в атмосферах самих звезд. В частности, это может быть сжатие звезды или же, наоборот, расширение или истечение вещества из звездных атмосфер. Подобные явления, вероятно, и наблюдаются. Однако, по-видимому, особенно для звезд ранних спектральных классов, нельзя всякое смещение спектральных линий интерпретировать как доплеровское.

В настоящее время мы не располагаем достаточными данными для разделения различных эффектов, входящих в суммарный K -эффект, и можем говорить лишь о порядке величины.

Действительно, уже сумма гравитационного эффекта и эффекта кривой роста для В-звезд равна $+2,7$ км/сек, т. е. составляет величину наблюдающегося K -эффекта для группы звезд типа β Сер. Это, конечно, не исключает наличия в K -члене этой группы звезд и других эффектов, которые частично могут компенсировать друг друга.

Некоторые звезды типа β Сер входят в состав звездных ассоциаций и рассеянных скоплений. DD Lac и EN Lac

находятся в ассоциации Lac I, а σ Sco и HD 142883 — в ассоциации Sco II. Много звезд типа β Сер было обнаружено Хиллом (1967) в других ассоциациях: 11 звезд — в Per I, 2 — в Ori I, 2 — в Gem I, 1 — в Ser III. Две звезды были найдены им в галактическом скоплении NGC 2169 и одна звезда в скоплении NGC 1502.

В настоящее время известно 44 звезды типа β Сер. Вероятно, их число значительно больше, но обнаружить такие звезды довольно трудно, так как для этого требуются очень тщательные наблюдения за изменениями блеска и лучевой скорости программных звезд. Но такие поиски все же необходимы. Согласно теоретическим работам ряда авторов вдоль верхней границы главной последовательности располагается зона звездной нестационарности, в которую входят пекулярные O-звезды, магнитно-перемещенные звезды (A0—A2), металлические звезды (A5—F2), переменные звезды типа δ Sct (A7—F6). В этот же ряд попадают и звезды типа β Сер (B0—B3). Возможно, что наблюдаемая переменность характеристик атмосфер этих звезд является определенным эволюционным этапом развития звезд вообще. Следует отметить, что главное различие между обычными цефеидами и звездами типа β Сер заключается в том, что последние имеют более ранний спектральный класс, а именно B, и, как предполагается, быстро эволюционируют вправо от главной последовательности в область сверхгигантов поздних спектральных классов.

Таким образом, группа переменных звезд типа β Сер является очень интересной, как с физической, так и с космогонической точки зрения и заслуживает более глубокого ее изучения. Особое внимание должно быть уделено дифференциальным сдвигам линий в спектрах и расширению спектральной области исследования в ультрафиолетовый и инфракрасный участки. Параллельно следует проводить теоретические расчеты, в частности, по изучению пульсаций с одновременным палиндромом ряда периодов и их интерференции.

Физическая интерпретация полученных наблюдательных данных пока остается очень трудной и соответствующая теоретическая модель фактически отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

- Альбрехт, 1908 — Albrecht S., Lick Bull. 5, 62.
 Андерхилл, 1952 — Underhill A. B., Publ. Dom. Obs. 9, Nr. 6.
 Андерхилл, 1966 — Anderhill A. B., The early type stars (Dordrecht, Holland: D. Reidel Publ. Comp.), 246.
 Анрото, 1918 — Henroteau F. C., Lick Bull. 9, 155.
 Анрото, 1928 — Henroteau F. C., Handbuch der Astrophysik (Berlin: Verlag von Julius Springer) 6, 436.
 Бלאу, Саведов, 1953 — Blaauw A. and Savedoff M. P., BAN 12, 69.
 Боярчук А. А. и Проппик И. И., 1965, Изв. КрАО 34, 118.
 Ван Хоф, 1957 — Van Hoof A., PASP 69, 309.
 Ван Хоф, 1959 — Van Hoof A., Zs. f. Ap. 47, 67.
 Ван Хоф, 1962a — Van Hoof A., Z. Ap. 56, 15.
 Ван Хоф, 1962b — Van Hoof A., Z. Ap. 56, 27.
 Ван Хоф, 1962c — Van Hoof A., Kleine Veröf. Remeis — Sternw. Bamberg, Nr. 34, 68.
 Ван Хоф, Струве, 1953 — Van Hoof A. and Struwe O., PASP 65, 158.
 Вильямс, 1954 — Williams A. D., PASP 66, 25.
 Газе В. Ф., и Шайн Г. А., 1953, Изв. КрАО 10, 208.
 Гутник, 1914 — Guthnick P., AN 196, 357.
 Де Ягер, 1953 — De Jager C., BAN 12, 81.
 Клувер, 1936 — Kluyver H. A., BAN 7, 313.
 Копылов И. М., 1958, Изв. КрАО 20, 156.
 Копылов И. М., 1959, Изв. КрАО 21, 71.
 Леду, 1951 — Ledoux P., ApJ 114, 373.
 Леду, Вальравен, 1958 — Ledoux P. and Walraven T., Handbuch der Physik ed. S. Flügge (Berlin: Springer — Verlag) 51, 353.
 Мейер, 1934 — Meyer W. F., PASP 46, 202.
 Мак Намара, 1953a — McNamara D. H., PASP 65, 155.
 Мак Намара, 1953b — McNamara D. H., PASP 65, 286.
 Мак Намара, Вильямс, 1955 — McNamara D. H. and Williams A. D., ApJ 121, 51.
 Мельников О. А., 1956, Изв. ГАО АН СССР № 156, 75.
 Мельников О. А., 1962, Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II, 182, Физматгиз.
 Кумсисвили Я. И., Магалашвили Н. Л., 1960, ПЗ 13, 37.
 Кумсисвили Я. И., 1962, Бюлл. Абастум. обсерв. № 28, 11.
 Мур, 1936 — Moore J. H., Lick Bull. 18, 1.
 Оджерс, 1955 — Odgers G. J., Publ. Dom. Obs. 10, 215.
 Пейн-Гапошкин, Гапошкин, 1938 — Payne-Gaposhkin C. and Gaposhkin S., Variable stars (Cambridge, Mass.), 188.
 Петри, 1954 — Petrie R. M., JRASC 48, 185.
 Петри, 1964 — Petrie R. M., Publ. Dom. Obs. 12, 317.
 Попов В. С., 1959, ПЗ, 12, 380.
 Попов В. С., 1967, Изв. ГАО АН СССР, № 182, 157.
 Сельга, 1916 — Selga M., Rev. Soc. Astr. Esp. 6, 41.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА МИРЫ КИТА

Я. Я. Исаакикс

- Слайфер, 1904 — Slipher V. M., ApJ 20, 146.
 Смит, 1943 — Smith B., ApJ 98, 82.
 Стеббинс, 1916 — Stebbins J., Lick. Bull. 8, 192.
 Стеббинс, 1928 — Stebbins J., Publ. Washburn Obs. 15, 61.
 Стеббинс, Крон, 1954 — Stebbins J. and Kron G. E., ApJ 120, 189.
 Струве, 1950 — Struve O., ApJ 112, 520.
 Струве, 1952 — Struve O., An. Ap. 15, 157.
 Струве, 1954 — Struve O., PASP 66, 329.
 Струве, 1955 — Struve O., PASP 67, 135.
 Струве, Свингс, 1941 — Struve O. and Swings P., ApJ 94, 99.
 Фрост, 1902 — Frost E. B., ApJ 15, 340.
 Фрост, 1906 — Frost E. B., ApJ 24, 259.
 Хилл, 1967 — Hill G., Suppl. ApJ 14, Nr. 130.

§ 1. Общие вопросы

Под переменными звездами типа Миры Кита (тип М) подразумеваются долгопериодические переменные гиганты с амплитудами, начиная примерно с 2,5 величины, хорошо выраженной периодичностью, с периодами, заключенными в пределах приблизительно от 80 до 1000 дней, и имеющие характерные эмиссионные спектры поздних спектральных классов Me, Ce и Se. К типу долгопериодических переменных звезд часто причисляют также красные полуправильные звезды (тип SRa), отличающиеся от звезд типа Миры Кита лишь меньшей амплитудой. Типичным представителем долгопериодических переменных звезд является сама звезда Мира в созвездии Кита.

По спектру долгопериодические переменные звезды делятся на титановые (класс Me), углеродные (класс Ce или Re и Ne) и циркониевые (класс Se) звезды. В спектрах титановых звезд наиболее сильные полосы создаются окислами металлов четвертого периода (Ti, Sc, V), а в спектрах циркониевых звезд преобладают полосы окислов металлов пятого-шестого периодов (Zr, Y, Ba). В спектрах углеродных звезд доминируют полосы соединений углерода (CN, C₂, CH), а окислы металлов практически не наблюдаются. Хотя и редко, но встречаются долгопериодические переменные звезды и промежуточных спектров.

Большая амплитуда долгопериодических переменных звезд позволяет их относительно легко выявить и классифицировать. Большие светимости позволяют обнаружить долгопериодические переменные на больших расстояниях и использовать их для исследования структуры Галакти-

ки. По сильным и ярким эмиссионным линиям можно сравнительно легко определять лучевые скорости слабых звезд и проводить исследования кинематики и динамики Галактики. Сложность и множественность линий и полос в спектрах и изменчивость их с фазой и циклом переменности, кратковременность существования этих звезд в стадии переменности ставят перед астрономами интересные вопросы астрофизики и звездной космогонии. Из-за большой амплитуды именно долгопериодические переменные звезды были первыми переменными, обратившими на себя внимание человечества.

Данные общего каталога переменных звезд и дополнений (Кукаркин и др., 1958, 1960, 1967) показывают, что 54% всех пульсирующих переменных звезд являются долгопериодическими (типа Миры Кита или полуправильными). Все долгопериодические переменные звезды принадлежат исключительно к спектральным классам Me, Se и Sc. Подавляющее большинство долгопериодических переменных звезд (90% от общего числа) принадлежат к титановым звездам. Из десяти долгопериодических переменных звезд только одна углеродная или циркониевая звезда.

Можно принять, что в настоящее время практически известны все долгопериодические переменные звезды, особенно северного неба ярче 12-й фотографической величины в максимуме блеска. Что касается полуправильных и неправильных переменных звезд, которые изучены сравнительно хуже, то в настоящее время известно не менее, чем 70% таких звезд ярче 12-й фотографической величины. Однако красных переменных звезд известно гораздо меньше. Особенно необходимо проводить поиски сравнительно редких красных переменных звезд спектральных классов S и S.

Сравниваются между собой как многочисленные, так и малочисленные группы. Принимается, что все группы переменных звезд исследованы примерно до одной и той же звездной величины и выборка их случайна. Разные статистические зависимости, которыми так богаты долгопериодические переменные звезды, впервые всегда обнаруживались при малом количестве объектов, однако они при дальнейшем накоплении наблюдательного материала, как правило, подтверждались.

§ 2. U, B, V фотометрия

Большой материал электрофотометрических наблюдений в системе U, B, V долгопериодических переменных звезд получили Эгген (1961) и Арп, Брукел и Лоуренс (1963). Смак (1964) провел электрофотометрические наблюдения 29 долгопериодических, 12 полуправильных и нескольких неправильных переменных, а также звезд



Рис. 98. Кривые $V, B - V$ и $U - B$ для 10 долгопериодических переменных звезд с периодами от 146 до 371 дней (Смак, 1964).

постоянного блеска в системе U, B, V, и исследовал их спектрофотометрически. Исследования Смака показали, что в большинстве своем долгопериодические переменные звезды показывают периодические изменения цвета (рис. 98). Максимум $B - V$ наступает до визуального максимума блеска при фазе около 0,8 (фаза в максимуме блеска равна 0,0). Минимум $B - V$ имеет место после максимума блеска при фазе около 0,2. Амплитуда изменения $B - V$ около 0,1—0,3 величины. Минимум $U - B$, наиболее красный цвет, наступает непосредственно в момент максимума блеска. Амплитуда изменения $U - B$ больше амплитуды $B - V$ и составляет примерно одну звездную величину. Подобные регулярные изменения цвета были обнаружены также и Эггеном (1961) для нескольких переменных южного неба и Арпом, Брукелом и Лоуренсом (1963) для долгопериодических переменных шарового скопления 47 Тукана. Однако имеется несколько долгопериодических переменных, показывающих менее регулярные изменения цвета, например, R UMa, и даже неправильные изменения, например, R Hyd.

Полосы окиси титана в спектрах титановых долгопериодических переменных звезд и других титановых гигантов свидетельствуют о сильном влиянии окиси титана на величины и цвет. Спектрограммы показывают, что только величины U практически не зависят от поглощения молекулами окиси титана. Влияние окиси титана на излучение звезды в разных длинах волн можно определять по спектрограммам высокой дисперсии или фотометрически. В первом случае трудности возникают при нахождении спектральных участков, свободных от влияния полос окиси титана. В работах Шайна (1934) и Добронравина (1950) была предпринята попытка выявить искажения в непрерывном спектре, обусловленные полосами окиси титана, путем сравнения с кривой распределения энергии для серого тела. Кубиак (1966) пробовал установить для нескольких звезд влияние полос окиси титана на непрерывный спектр путем оценки интенсивности полос окиси титана, полученных лабораторным способом.

Второй, фотометрический путь определения влияния полос окиси титана состоит в сравнении наблюдаемых величин и цветов с теоретически вычисленными величинами и цветами.

Так поступал Габович (1936), сравнивая наблюдаемые визуальные величины в системе Эрика (1935) с вычисленными величинами, полученными с помощью кривой излучения черного тела с данной эффективной температурой. Однако в работе Габовича не было принято во внимание влияние полос окиси титана на фотографические величины. Кроме того, в его распоряжении было мало наблюдений, а данные об излучении черного тела для низких температур были получены путем неточного экстраполирования.

Принимая, что полосы окиси титана практически не влияют на величины U и сравнивая наблюдаемые показатели цвета титановых звезд с показателями цвета абсолютно черного тела для соответствующей эффективной температуры, Смак (1964) нашел влияние поглощения на B и V в зависимости от спектрального подкласса или эффективной температуры (табл. 35). Спектральный подкласс и температура даны по Арпу (1958) для ранних подклассов и по Петтиту и Никольсону (1933) и Кивану (1960, 1963) для поздних подклассов. Дальше в таблице при-

ведено влияние поглощения на фотографические и визуальные величины.

Таблица 35

Влияние поглощения в полосах титана на величины B и V по Смаку

Спектр	M0	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8
T_e , °K	3340	3200	3090	2980	2850	2710	2500	2250	2000
ΔB	0,60	-0,14	-0,26	-0,54	-0,80	-1,15	-1,64	-2,32	-3,10
ΔV	0,00	-0,22	-0,45	-0,77	-1,13	-1,59	-2,27	-3,23	-4,33

Определенное Смаком влияние полос окиси титана на визуальные величины почти на 40% превышает величины Габовича (1936). Это объясняется тем, что последний не учел влияния полос окиси титана на фотографические величины, которым, однако, также нельзя пренебречь, так как, например, у спектрального подкласса M8 оно составляет $3^m,10$. Полученное Смаком значение искажения полосами окиси титана величин V и B также больше того, которое получил Кубиак (1966), непосредственно измеряя интенсивность этих полос. Такое расхождение результатов вызвано, вероятно, недостаточным учетом влияния непрерывного излучения в спектрах наблюдаемых звезд.

Наблюдаемое изменение $U - B$ долгопериодических переменных звезд в зависимости от фазы можно объяснить влиянием поглощения в полосах окиси титана. Цвет красного гиганта определяется эффективной температурой и эффектом этого поглощения. В случае $U - B$ влияние поглощения гораздо больше влияния температуры, и при данной температуре звезда будет относительно ярче в ультрафиолете. В визуальном максимуме блеска, когда имеет место и максимум температуры, $U - B$ будет более красным, а в минимуме, блеска звезда будет более яркой в ультрафиолете. Вблизи максимума блеска на $U - B$ влияют еще и эмиссионные линии водорода, поэтому $U - B$ у долгопериодических переменных в этой фазе становится меньше, чем у красных гигантов постоянного блеска той

же температуры. Наблюдаемое $U - B$ меняется со спектральным подклассом и эффективной температурой, однако наблюдаемое $B - V$ является постоянным, а это значит, что на $B - V$ одинаково влияют и эффективная температура и поглощение окиси титана. В таком случае не должно быть наблюдаемого изменения $B - V$ с фазой изменения блеска. Таким образом, причина изменения $B - V$ с фазой и разброса с периодом и спектром у долгопериодических переменных звезд не ясна.

Изложенное показывает важность наблюдения переменных звезд в системе U, B, V . Особенно неотложна задача изучения влияния молекулярных полос на величины U, B, V и показатели цвета углеродных и циркониевых долгопериодических переменных звезд.

§ 3. Инфракрасная электрофотометрия

Особое значение имеют инфракрасные наблюдения долгопериодических переменных звезд, поскольку их эффективные температуры низки. Для долгопериодических переменных звезд, температура которых примерно $2300 - 1800^\circ \text{K}$, практически все излучение сосредоточено в инфракрасной области с максимумом далеко за длиной волны в один микрон. Кроме того, в инфракрасной области отсутствуют эмиссионные линии, искажающие спектр, имеются широкие промежутки свободного непрерывного излучения, атмосфера Земли здесь имеет окно, и в настоящее время созданы достаточно чувствительные приемники инфракрасного излучения, а межзвездное поглощение раза в два меньше, чем в визуальной области. В инфракрасной области спектра сосредоточены также характерные молекулярные полосы, включая TiO , VO , ZrO , H_2O , CN и CO , позволяющие определить эффективную температуру и относительное обилие химических элементов, а также провести сравнительное изучение титановых, углеродных и циркониевых долгопериодических переменных звезд. Следует заметить, что спектральные различия между разными типами переменных звезд одного спектрального класса не так уж существенны и, как правило, долгопериодические переменные звезды рассматриваются совместно с полуправильными и неправильными переменными

и звездами постоянного блеска. Однако для более глубокого изучения долгопериодических переменных звезд требуется сравнительное их изучение в пределах одного и того же спектрального класса. К сожалению, таких работ в настоящее время имеется мало.

Уинг (1967) и Уинг, Спинрад и Кухи (1967) произвели определение инфракрасных величин долгопериодических переменных звезд и других красных гигантов в области длин волн $1,04 \text{ мк}$ с полосой пропускания $30 \text{ \AA}$. Самой яркой звездой здесь является α Орiona ($-2^m,7$), а долгопериодическая переменная $W \text{ Hyd}$ оказывается ярче Миры Кита и даже в минимуме блеска имеет отрицательную величину. Среди сорока звезд ярче нулевой величины десять являются долгопериодическими переменными. Инфракрасные амплитуды долгопериодических переменных звезд невелики и, по-видимому, пропорциональны амплитудам в голубой области спектра. Амплитуда $\chi \text{ Cyg}$ меньше двух величин, хотя она и имеет рекордную визуальную амплитуду в 11 величин (рис. 99).

Измерения инфракрасных показателей цвета $V - I$ (длина волны $1,04 \text{ мк}$) особенно удобны для слабых красных звезд, и их можно проводить с помощью фотографической фотометрии, что важно для поисков долгопериодических переменных звезд в далеких окрестностях Галактики. Инфракрасная фотометрия также необходима для поисков красных переменных и гигантов постоянного блеска в звездных скоплениях, так как таким путем открывается возможность узнать массу, светимости, возраст и путь эволюции поздних красных гигантов. При этом оказывается возможным отличать ранний красный карлик переднего фона от позднего красного гиганта —

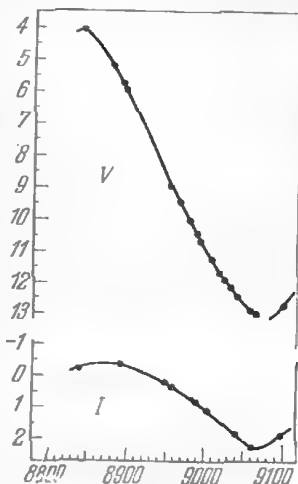


Рис. 99. Электрофотометрическая визуальная кривая $\chi \text{ Cyg}$ (Уинг, 1967).

члена скопления. Например, гигант спектрального подкласса M6 будет на несколько величин ярче в лучах 1,04 мк, чем карлик раннего подкласса, при одинаковой визуальной величине и показателе цвета $B - V$, что обусловлено поглощением в полосах окиси титана.

Для исследования непрерывного излучения, определения болометрических поправок и эффективных температур, Банг (1967) проводил трехцветную фотометрию красных переменных звезд в длинах волн 1,21, 1,59 и 2,15 мк.

В работе Уинга (1967) описана узкополосная электрофотометрия в 26-ти длинах волн с полосой пропускания 30 Å в области 7800—11 000 Å холодных красных гигантов и многих долгопериодических переменных звезд, которая проводится на Ликской обсерватории. Каждая переменная звезда измеряется в течение всего периода изменения блеска с целью определения эффективных температур и интенсивностей полос молекул CN, TiO, VO, H₂O и ZrO; изучена зависимость температуры и относительного химического состава от спектрального класса.

Таблица 36

Визуальные и инфракрасные величины

Звезда	Спектр	Тип	P	Юл. дни	m _V	m _{IK(1,04 мк)}
β Cnc	K4 III	const	—	—	3 ^m 52	1,44
104 Her	M3 III	?	—	2438970,8	4,9	1,91
W Lyr	M5	M	196 ^d	8970,8	8,6	4,81
KP Lyr	M6	SRb	146	8970,9	9,5	3,95
R Cnc	M3	M	362	9093,1	8,8	1,26
R Cas	M10	M	431	9097,9	10,6	0,78
RW Cyg	M4 Ia	SRc	546	8936,0	8,8	2,97
T Cam	S	M	374	9093,0	8,9	2,56
CY Cyg	S—C	Lb	—	8971,0	8,2	4,22
T Lyr	C	Lb	—	8935,9	8,0	3,24

В табл. 36 даны визуальные и инфракрасные величины семи титановых гигантов, которые образуют спектральную, а значит, и температурную последовательность, и по одной переменной звезде спектральных классов S,

S — C и C. На рисунках 100 и 101 показаны спектральные кривые этих звезд, полученные по наблюдениям Уинга.

Большой интерес представляют также исследования красных переменных и звезд постоянного блеска в более

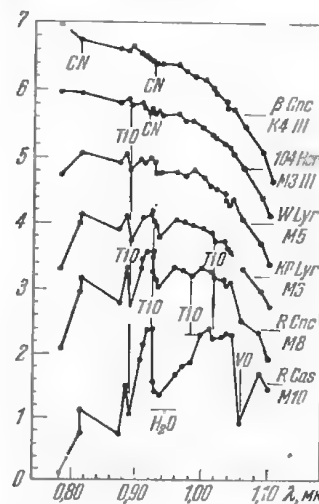


Рис. 100. Спектрофотометрические кривые в области 7800—11 000 Å красных гигантов классов от K4 до M10. Измерены в системе инструмента, но редуцированы за пределы атмосферы Земли. Визуальные и инфракрасные величины в табл. 36 (Уинг, 1967).

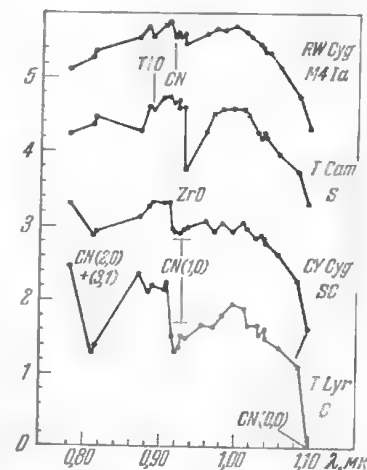


Рис. 101. Спектрофотометрические кривые в области 7800—11 000 Å титановых, углеродных и углеродистых переменных звезд. Измерения в системе инструмента, но редуцированы за пределы атмосферы Земли. Визуальные и инфракрасные величины в табл. 36 (Уинг, 1967).

далекой области инфракрасного спектра. Звездные спектры для интервала волн длиной от 1,2 до 2,5 мк получили Бойс и Синтон (1964), Синтон (1962, 1966), Койпер (1962, 1963, 1964), Мороз (1966) и Мертц и Колеман (1966). Каммон, Мюнч и Нейгебауер (1967) наблюдали красные гиганты в области длин волн 1,5—1,8 мк с дисперсией 31 Å/мм и 2,0—2,5 мк с дисперсией 65 Å/мм, где очень сильны полосы молекул H₂O и CO. Несомненно, большой

прогресс в изучении инфракрасных спектров (в той же области длин волн с несколько меньшей дисперсией) холодных переменных и звезд постоянного блеска, представляют наблюдения с помощью «Стратоскопа II» (Вульф, Шварцшильд и Роуз, 1964; Даниельсон, 1967) на высоте около 75 000 футов, где влияние атмосферы Земли практически отсутствует.

В спектрах титановых звезд около одного микрона и более коротких волн доминирующими являются полосы окиси титана. Прежде всего выделяются полосы инфракрасной системы TiO с острой головой у $8859 \text{ \AA}$ (Филлипс, 1950), которые являются лучшими среди инфракрасных полос для классификации титановых звезд от M2 до M8. Другие полосы TiO , например, около $10150 \text{ \AA}$, могут быть измерены и в спектрах звезд более поздних, чем M8.

Комплекс полос VO около $10500 \text{ \AA}$ становится очень сильным в спектрах поздних титановых звезд и с успехом используется для классификации звезд подклассов M8, M9 и M8. Уинг, Спинрад и Рухи (1967) показали, что интенсивность полос VO очень хорошо коррелирует с распределением энергии в спектрах титановых долгопериодических переменных звезд. Полосы VO , доминирующие в спектрах звезд подкласса M10, в спектрах звезд M5 совсем слабы.

Полосы H_2O , так же как VO , приобретают наибольшую интенсивность только в спектрах холодных титановых и циркониевых звезд. Следует отметить, что присутствие H_2O в атмосферах холодных звезд было сравнительно давно предсказано Расселом (1934). В спектрах R Leo и o Cet полосы водяных паров около $1,4$, $1,9$ и $2,9 \text{ мк}$ имеют исключительную интенсивность (рис. 102 и 103). Более слабое поглощение наблюдается и около $0,9$ и $1,1 \text{ мк}$. Спинрад и Пюборт (1965) рассчитали, что в атмосфере o Cet вблизи минимума блеска содержится на луче зрения приблизительно 2 г/см^2 водяных паров. Сильные полосы H_2O в атмосферах титановых звезд спектрального подкласса M8 могут поглощать даже одну четверть излучения всей звезды. Неудивительно, что такие звезды даже среди астрономов называются «мокрыми звездами». Поглощение H_2O у $1,4$ и $1,9 \text{ мк}$ в атмосферах углеродных

звезд является более слабым, чем в атмосферах титановых звезд.

Полосы молекул CN обнаруживаются во многих спектрах красных переменных и звезд постоянного блеска независимо от спектрального класса. Конечно, самые сильные полосы CN характерны для спектров углеродных звезд. Среди всех полос CN — самые интенсивные полосы

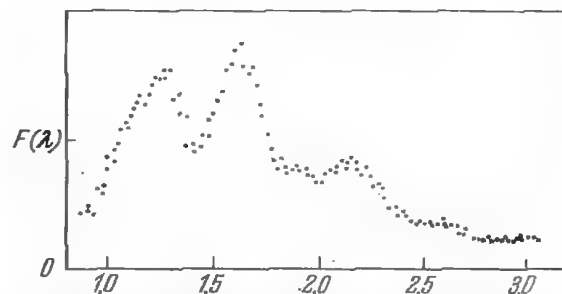


Рис. 102. Инфракрасный спектр R Leo. Очень сильные полосы поглощения H_2O около $1,4$, $1,9$ и $2,7 \text{ мк}$ (Вульф, Шварцшильд, Роуз, 1964).

красной системы с многократной головой около $10900 \text{ \AA}$ (Герцберг и Филлипс, 1948). Уже название говорит о том, что полосы ZrO сильны в циркониевых звездах. Головы полос обнаруживаются около 9299 и $9315 \text{ \AA}$. R-головы полос молекул CO наблюдаются в атмосферах титановых звезд вблизи длины волны $1,56 \text{ мк}$, однако отсутствуют в атмосферах углеродных звезд. Полосы CO около длин волн $2,4 \text{ мк}$ более сильны в спектрах углеродных звезд, чем в спектрах титановых звезд.

Наблюдения инфракрасных спектров показывают, что излучение холодных долгопериодических переменных и других холодных красных гигантов значительно отличается от излучения черного тела. Кроме полос TiO и H_2O , характеризующих распределение энергии в инфракрасной области спектра, необходимо принять во внимание присутствие в спектрах также отрицательных ионов водорода. Связанно-свободные переходы H^- создают максимум поглощения около $0,8 \text{ мк}$ и провал около $1,64 \text{ мк}$.

Свободно-свободные переходы H^- становятся доминирующим источником непрозрачности после $1,6 \text{ мк}$. В более поздних спектральных подклассах имеет место сильное поглощение в результате свободно-свободных переходов H_2 (Гаустад, 1963).

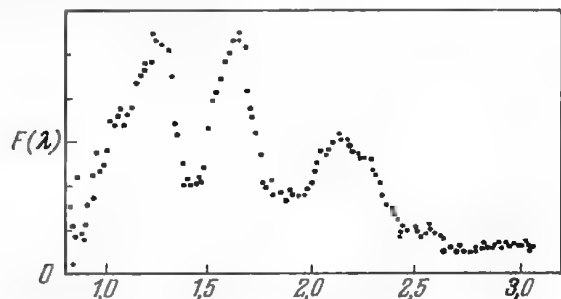


Рис. 103. Инфракрасный спектр $o \text{ Cet}$. Очень сильные полосы поглощения H_2O около $1,4$, $1,9$ и $2,7 \text{ мк}$ (Вульф, Шварцшильд, Роуз, 1964).

Наблюдения долгопериодических переменных звезд в инфракрасной области спектра показывают, что черное тело является довольно грубым приближением. В частности, могут оказаться заметно искаженными болометрические поправки, определенные на основе измерений излучений черного тела.

Болометрические поправки титановых долгопериодических переменных звезд были получены Смаком (1964, 1966).

Для определения болометрических поправок Смак использовал как внеатмосферные наблюдения звезд постоянного блеска $\mu \text{ Gem}$ и $\beta \text{ Per}$, долгопериодических переменных $R \text{ Leo}$ и $o \text{ Cet}$, так и шестичетную фотометрию той же $o \text{ Cet}$, $R \text{ Dra}$, $R \text{ Hyd}$ и $R \text{ Vir}$, в работах Мендозы и Джонсона (1965).

Полученные Смаком болометрические поправки ($B. C.$) приводятся в табл. 37. Сравнение болометрических поправок, полученных на основе излучения черного тела, с поправками, полученными Смаком, показывает, что по-

Таблица 37

Болометрические поправки

Спектр	$B. C.$
$M0, M1, M2, M3,$ $M4, M5, M6, M7,$ $M8$	$-1,55, -1,96, -2,31,$ $-2,65, -2,9, -3,4,$ $-4,2, -5,5, -7,5$

следние намного меньше, особенно у звезд поздних спектральных подклассов, что связано в основном с усилением полос водяного пара. Что касается точности этих поправок, то, по мнению Смака, ошибка порядка $0^m,5$ возникает в основном из-за трудности определения спектрального подкласса долгопериодических переменных звезд.

В настоящее время на многих обсерваториях продолжается накопление наблюдательного материала с помощью шестичетной (Стеббинс и Уайтфорд, 1945; Стеббинс и Крон, 1956; Смак, 1964) и многоцветной (Джонсон, 1962; Лоу и Джонсон, 1964; Мендоза и Джонсон, 1965; Мендоза, 1967) фотометрии.

Мендоза (1967) наблюдал 67 долгопериодических, полуправильных и неправильных переменных и звезд постоянного блеска в широком интервале длин волн от $0,36$ до $10,2 \text{ мк}$, в системе $UBVRIZJHKMN$, предложенной Джонсоном (1964, 1966) с целью спектральной классификации, определения межзвездного поглощения и относительного содержания O и C .

Джонсон (1966а) показал, что двухцветная диаграмма $B - V, V - R$ позволяет определить спектральный класс красных звезд. Диаграмма $B - V, V - R$ цветов по данным Мендозы, как это видно на рис. 104, показывает: углеродные звезды образуют вполне определенную группу звезд; большинство титановых звезд расположено влево от $B - V = +1,6$; все циркониевые звезды, за одним исключением, находятся справа от $B - V = +1^m,6$.

Таким образом, простой метод B, V, R фотометрирования позволяет вполне надежно различить титановые, углеродные и циркониевые звезды.

Мендоза использует многоцветные наблюдения также для определения болометрической поправки и эффективной температуры долгопериодических переменных звезд

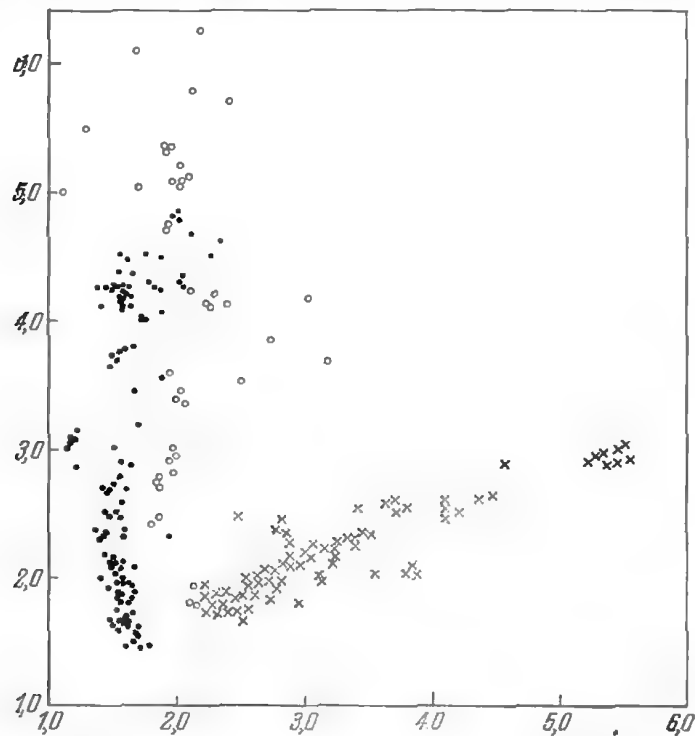


Рис. 104. Диаграмма $B - V$ и $V - R$. Точки — титановые звезды, кружки — циркониевые звезды, крестики — углеродные звезды (Мендоза, 1967).

в зависимости от спектрального подкласса. Болометрическая поправка определяется просто численным интегрированием распределения энергии в спектре и сравнением результатов с Солнцем, для которого $B. C. = 0,00$. При этом принимается, что звезды не подвержены влиянию межзвездного поглощения. Эффективные температуры опре-

Таблица 38
Титановые звезды

Спектр	T_{eff}	$B. C.$
M4	3000	-2,6
M5	2900	-3,3
M6	2700	-4,2
M7	2500	-5,5
M8	2200	-7,4

Таблица 39
Углеродные звезды

Спектр	T_{eff}	$B. C.$
C4	2100	-4,2
C5	2050	-4,0
C6	2100	-3,5
C8	2200	-3,2

Таблица 40
Циркониевые звезды

Спектр	T_{eff}	$B. C.$
S2	2900	-2,2
S4	2600	-4,6
S6	2300	-7,7
S8	2000	-9,4
S10	1700	-11,6

делены по $I - L$ индексам, которые калибровал Джонсон (1966), и они лучше соответствуют вибрационным температурам (Мендоза и Джонсон, 1964; Фуита, Ямашита, Камио, Тсуи и Утсуми, 1965), чем температуры, определенные по $(R + I) - (J + K)$ индексам или по спектральному классу (Кипан, 1963). Болометрические поправки и эффективные температуры для титановых, углеродных и циркониевых звезд по данным Мендозы (1967) помещены в табл. 38, 39 и 40. Определение спектральных подклассов здесь затруднительно, так как фотометрические наблюдения не сопровождалось одновременными спектральными определениями. Соотношение $B - V$, $V - R$ может быть уверенно использовано только для титановых долгопериодических переменных, так как таких наблюдений имеется достаточно много. Из-за малочисленности наблюдений циркониевых переменных их подклассы установлены довольно ненадежно. Для углеродных звезд принято, что их спектральный подкласс во время наблюдений был постоянным. Углеродные долгопериодические переменные звезды показывают минимальную температуру и максимальную болометрическую поправку где-то около подкласса C5. Согласно Кинапу и Моргану (1941) недалеко от C5 свановы полосы достигают максимума, а потом уменьшаются в направлении поздних подклассов.

Если допустить, что титановые, углеродные и циркониевые долгопериодические переменные звезды с одина-

ковой эффективной температурой имеют одинаковую светимость, то из этого будет следовать, что углеродные переменные имеют более яркую визуальную абсолютную величину, нежели титановые и циркониевые переменные звезды. С другой стороны, если допустить, что титановые, углеродные и циркониевые долгопериодические переменные звезды одинаковой эффективной температуры имеют одинаковые визуальные абсолютные величины, то из этого будет следовать, что титановые переменные ярче углеродных переменных звезд.

Спинрад и Вардуа (1966) и Уинг, Спинрад и Кухи (1967) определили, что отношение O/C у циркониевых звезд на 1—3% меньше, чем у титановых звезд. Поскольку химический состав атмосфер, в данном случае отношение O/C , влияет на фотометрические характеристики долгопериодических переменных звезд, то вычисленные болометрические поправки и эффективные температуры тоже зависят от O/C . В результате влияния O/C , например, на $B - V$, циркониевые звезды будут более красными, чем титановые звезды той же эффективной температуры, поскольку полосы окиси титана больше влияют на V , чем на B , а более низкое отношение O/C ослабляет интенсивность полос окиси титана (Уинг, Спинрад и Кухи, 1967). Углеродные долгопериодические переменные звезды более красные, нежели циркониевые и титановые звезды равной температуры.

Сравнение болометрических поправок титановых звезд, полученных Смаком (1966) (см. табл. 37) с результатами Мендозы (см. табл. 38) показывает, что болометрические поправки здесь совпадают, что говорит об использовании примерно одного и того же наблюдательного материала.

В заключение рассмотрения характерных особенностей инфракрасного спектра долгопериодических переменных и красных гигантов постоянного блеска следует подчеркнуть исключительную важность наблюдений вне атмосферы Земли, позволяющих изучить действительное распределение энергии и определить болометрические поправки. Земные же наблюдения, особенно спектрофотометрические с большим разрешением, могут быть использованы для выяснения химического состава и определения эффективных температур звезд.

§ 4. Инфракрасные звезды

Развитие инфракрасной фотометрии позволило открыть так называемые инфракрасные звезды, оказавшиеся продолжением красных гигантов в сторону низких температур. В этой связи необходимо упомянуть пионерскую работу Гетцлера (1936, 1938), впервые обнаружившего такие звезды.

Многие инфракрасные звезды Гетцлера, более яркие в лучах $\lambda 8500 \text{ \AA}$, нежели в визуальных, чуть ли не на десять величин, оказались долгопериодическими переменными звездами. Однако природа некоторых других инфракрасных объектов, открытых Гетцлером, остается не выясненной и по настоящее время.

Начиная с шестидесятых годов, в Лаборатории лунных и планетных исследований Аризонского университета (США) проводятся обширные фотометрические наблюдения звезд в пределах длин волн от 0,36 до 20 μm (Нейтебауер, Мертц, Лейтон, 1965). Фотометрические исследования 1325 ярких звезд позволили обнаружить 10 инфракрасных звезд, эффективная температура которых не превышает 1000°K , а показатель цвета $I - K$ не меньше шести величин. Распределение большинства этих звезд по $I - K$ показывает, что после $I - K = 4$ численность их быстро убывает и достигает нуля около $I - K = 6$. Исключения составляют примерно один процент общего количества объектов, охарактеризованных как инфракрасные звезды. Инфракрасные звезды обнаруживают тенденцию группироваться около $I - K = 7,5$ величин. К числу трех самых красных объектов относится очень холодная долгопериодическая переменная звезда TX Cam с периодом 557 дней, спектрального класса M. Объект в Тельце ($3^h 51^m, 5, +11^\circ 18'$) по спектрограмме пятиметрового телескопа с линейной дисперсией $370 \text{ \AA/мм}$ имеет спектр не ранее M8 (Мюнч и Джеффри, 1965). Полосы VO более всего заметны около 7400 и 7900 $\text{\AA}$, а полосы TiO менее интенсивны, чем у звезд спектрального класса M6. Исследование изменения блеска в видимой и инфракрасной областях спектра позволило Уингу, Спинраду и Кухи (1966, 1967) установить, что объект в Тельце является долгопериодической переменной звездой с аномально

слабыми полосами TiO , VO и H_2O , которые, как известно, усиливаются с понижением температуры звезды. Он обозначен как IK Tau в ОКПЗ — 1968. Предполагается, что объект в Тельце имеет низкое отношение O/C подобно звездам спектрального класса S . Обилие молекулярного водорода сравнимо с наблюдаемым в Мире Кита вблизи минимума блеска. Лучевая скорость — 65 ± 5 км/сек и собственное движение меньше $0'',02$. IK Tau не является членом скопления Гиад.

Третий объект [в Лебеде; $20^h45^m,2$; $+39^\circ59'$ (1965)], вероятно, является самой холодной из известных звезд — цветовая температура объекта по определению Мороза и Васильченко (1967) 1000°K . Он не показывает заметных изменений температуры, блеска или спектра. Не обнаружены и следы H_2O , а полосы TiO и VO слабее, чем в объекте Тельца, спектр объекта $M6$. Предполагается также низкое отношение O/C .

Таким образом, два из трех самых красных объектов оказались долгопериодическими переменными звездами. Отметим, что проведение исследований инфракрасных звезд сопряжено с трудностями. Например, переменная в Тельце имеет $K = 0^m$ и $I = +7^m$ и в красных лучах на Паломарском атласе видна как звезда $+16^m$, а визуально она еле доступна пятиметровому телескопу.

Ввиду того, что инфракрасные звезды в Тельце и особенно в Лебеде содержат очень мало H_2O , а титановые звезды поздних подклассов имеют по сравнению с углеродными и циркониевыми звездами исключительно сильные полосы H_2O , было высказано мнение, что эти объекты в большей степени титановые, нежели углеродные, звезды (Каммон, Мюнч и Нейгебауер, 1967). Однако многоцветная фотометрия Мендозы (1965, 1967) показывает, что переменная в Тельце не является ни титановой, ни углеродной звездой, а скорее всего она — циркониевая звезда позднего подкласса. Последний вывод подтверждается и малым отношением O/C (Уинг, Спиррад и Кухи, 1967). Недостаточное внимание к последнему обстоятельству, по-видимому, и явилось причиной причисления долгопериодической переменной в Тельце к углеродным звездам.

Период долгопериодической звезды в Тельце (IK Tau) был определен Канноном (1967). В визуальных лучах он

составляет 390 ± 5 дней, хотя измерения в инфракрасных лучах и спектральные исследования дали, соответственно, 532 и 490 дней. Предполагается, что имеют место заметные изменения периода от цикла к циклу. Поэтому дальнейшие наблюдения IK Tau весьма необходимы.

Дальнейшие исследования инфракрасных звезд с помощью многоцветной фотометрии проводили Ульрих, Нейгебауер, Каммон, Лейтон, Хью и Беклин (1966). Они обнаружили среди 14 инфракрасных объектов ярче третьей величины в системе K пять известных долгопериодических переменных звезд (табл. 41). Изменения блеска отмечаются также и у остальных объектов.

Исследованиями 12 инфракрасных звезд, в число которых входят объект в Лебеде и четыре звезды из списка Гетцлера (1937), занимались Джонсон, Мендоза и Вишневский (1965). Распределение энергии в спектрах этих объектов очень похоже на распределение энергии у титановых гигантов более высокой температуры и сильно отличается от распределения энергии в спектрах углеродных звезд той же температуры, как у указанных 12 звезд.

Маффей (1966, 1967) сообщил об открытии еще 15 инфракрасных переменных звезд на трех площадках неба — с центрами $M20$, $M17$ и в Единороге [$6^h31^m,4$; $+9^\circ30'$ (1900,0)]. Площадки $M20$ и $M17$ имеют размеры в один квадратный градус каждый, а площадка в Единороге — 28 квадратных градусов. Инфракрасные фотографические наблюдения проводились в спектральной области $6800\text{—}8800 \text{ \AA}$. Предельная инфракрасная величина в $M20$ и $M17$ была около $16^m,0$ — $16^m,5$, а в Единороге $14^m,0$. Как показывают периоды, а также наблюдаемые инфракрасные амплитуды, некоторые инфракрасные звезды могут быть и полуправильными переменными, в частности, переменные звезды $NN\ 3, 5$ и 6 в Единороге.

Ввиду того, что инфракрасные звезды являются долгопериодическими переменными с периодами, большими 400

Таблица 41

Звезды, яркие
в инфракрасных
лучах

Звезда	P
RW And	429 ^d
WX Ser	425
RU Her	484
MW Her	449
DG Cyg	457

дней, численность звезд с такими периодами должна быть больше той, которую показывают визуальные или фотографические наблюдения. Среди 2994 долгопериодических переменных звезд известного периода только 279 звезд или 9% имеют периоды больше 400 дней. На своих площадках Маффей обнаружил девять долгопериодических переменных звезд с периодом больше 400 дней, однако раньше там были известны только две титановые долгопериодические переменные звезды — RZ Mon с $P = 275^d$ и GX Mon с $P = 451^d$, из которых только последняя имеет период больше 400 дней. Таким образом, если учесть трудности наблюдения малых инфракрасных амплитуд и длинных периодов, можно ожидать, что долгопериодических переменных звезд с периодами больше 400 дней должно быть по крайней мере на порядок больше, чем известно в настоящее время.

Рассмотрение распределения известных инфракрасных звезд показывает, что все они тяготеют к галактической плоскости и только одна звезда найдена вблизи северного полюса Галактики. Распределение инфракрасных звезд, таким образом, соответствует распределению звезд классов O — B, однако у них не наблюдается тенденция к образованию тесных групп. Весьма вероятно, что инфракрасные звезды являются далекими объектами с большой светимостью.

§ 5. Видимая область спектра

Исследованию спектров долгопериодических переменных звезд посвящено множество статей, сводка которых дана в работах, например, Меррилла (1940, 1960), Байдельмана (1954), Кемпбелла и Мейалла (1955) и Меррилла, Дейча и Кинана (1962), к которым и отсылаем интересующихся читателей. После указанных работ проведено немало интересных исследований с более высокой дисперсией, чем раньше; получены более полные перечни отождествленных линий и полос, глубже изучены смещения и изменения многочисленных ярких и темных линий. В то же время следует отметить, что не накоплено еще достаточно количества точных спектрофотометрических данных, слабо изучено циклическое поведение спектральных ли-

ний, необходимы дальнейшие количественные сравнения спектров долгопериодических переменных звезд разной температуры и разного химического состава. Недостаточно исследованы циркониевые и углеродные долгопериодические переменные звезды, особенно в минимуме блеска. Отсутствие достаточного количества точных измерений профилей линий и их абсолютных интенсивностей и плохое знание химического состава, не дали еще возможности создать теорию атмосфер не только для долгопериодических переменных звезд, но также и красных гигантов вообще. В настоящее время сделаны только первые шаги в этом направлении (Тсуи, 1967; Гингерич, Латан, Линск и Кумар, 1967; Гингерич, 1967).

Для дальнейшего прогресса в исследовании спектров долгопериодических переменных звезд необходимы тщательные спектрофотометрические наблюдения с разрешающей способностью в 10 Å и выше, по возможности большего числа полных циклов изменения блеска. При этом необходимы спектрофотометрические исследования всего цикла изменения блеска звезд таких групп, которые последовательно отличались бы только по одной из следующих характеристик: период, амплитуда, лучевая скорость, спектр и положение в Галактике.

Следует упомянуть также о важных исследованиях Дейча (1960), который установил по околозвездным линиям в спектре истечение вещества из атмосфер титановых красных гигантов. Как показывают данные табл. 42, скорость истечения уменьшается, а потери массы резко увеличиваются у звезд более поздних спектральных классов. Принимая во внимание, что относительная численность

Таблица 42

Характеристики потери массы

Спектр	M1	M3	M5
$R_{\odot}$	90	125	160
V , км/сек	18	13	8
$\dot{M}_{\odot}$ в год	$4 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-8}$

титановых звезд поздних спектральных подклассов довольно велика и что все эти звезды практически являются долгопериодическими переменными, следует признать, что долгопериодические переменные звезды теряют массу в больших количествах.

Околозвездные липии обнаружены также в спектрах циркониевых гигантов. Таким образом, истечение вещества из атмосфер долгопериодических звезд, в частности, и из атмосфер красных гигантов вообще, должно рассматриваться как важный фактор в эволюции этих объектов.

§ 6. Ударные волны

Появление и изменения ярких эмиссионных линий в спектрах долгопериодических переменных звезд трудно объяснить флуоресценцией, так как наблюдаемые температуры этих звезд слишком низки. Ведь если излучение долгопериодических переменных звезд в ультрафиолетовой части спектра соответствует температуре, приходящейся на спектр поглощения, то высокочастотное излучение за пределом лаймановской серии водорода должно практически отсутствовать.

Шайн (1945) высказал мысль, что излучение долгопериодических переменных звезд в ярких линиях не связано с лучевым равновесием во внешних слоях звезды. Наблюдаемые изменения интенсивностей ярких линий позволяют предположить, что в их возникновении и развитии существенную роль играет нестационарность поля излучения. Возможный механизм возникновения ярких линий в спектрах долгопериодических переменных звезд при расширении ударной волны по атмосфере звезды рассмотрен в работах Горбацкого (1957, 1958, 1961, 1962, 1963) и заслуживает серьезного внимания.

Известно, что ударная волна, проходя через газ, сильно нагревает его. Чем больше скорость волны, тем более высокой будет температура. Часть тепловой энергии частиц переходит в энергию ионизации атомов, находящихся до того в нейтральном состоянии. В газе, ионизованном ударной волной, происходит рекомбинации атомов, при этом излучаются кванты в частотах спектральных линий. Для возникновения ярких линий балмеровской серии,

заметных на фоне непрерывного спектра, нужно, чтобы степень ионизации водорода была достаточно высокой. Степень ионизации зависит от скорости ударной волны, поэтому яркие линии могут наблюдаться в спектре звезды только тогда, когда скорость распространения становится достаточно большой. Дальнейшее увеличение скорости волны должно привести к более высокой ионизации и возрастанию интенсивности ярких линий. Одновременно станет увеличиваться и скорость движения газа за фронтом волны. Наибольшая интенсивность водородных линий, когда скорость ударной волны и ионизация водорода максимальные, как показывают наблюдения, достигается в максимуме болометрического блеска звезд (Меррилл, 1940).

В излучении, соответствующем линиям H, участвуют не только слои атмосферы звезды, разогреваемые волной в данный момент, но и слои, разогреты ранее. В период падения блеска свечение в ярких линиях происходит, по-видимому, за счет ранее запасенной энергии ионизации.

После прохождения волны поле излучения становится нестационарным. Рекомбинации не компенсируются ионизациями и газ высвечивается. Поэтому по мере продвижения волны наружу в пройденных ею слоях атмосферы ионизация водорода уменьшается и температура падает. Ниже слоя, излучающего яркие линии водорода, должен находиться слой, в котором водород почти не ионизован; поглощение излучения в нем происходит за счет атомов металлов. В таком же состоянии будут находиться наружные слои атмосферы, до которых ударная волна еще не дошла. Поскольку скорости движения молекул в слоях до и после прохождения ударной волны должны быть различны, то в спектре звезды могут иметь место наблюдаемые раздвоения линий поглощения металлов.

После прохождения ударной волны в светящемся слое должно быть большое число нейтральных атомов и L_{α} -квантов, которые образуются при рекомбинациях на втором и высших уровнях атома водорода. В результате этого оптическая толщина высвечивающихся слоев газа в частоте балмеровского континуума возрастает и свечение в ярких линиях водорода продолжается еще спустя долгое время после прохождения ударной волны. Оценка времени высвечивания, за которое ионизация уменьшается

на два порядка, при значении плотности слоя в 10^{11} см^{-3} и толщине в $3 \cdot 10^{13} \text{ см}$, приводит к величине порядка 10^7 сек . Это согласуется со временем ослабления ярких линий водорода до почти полного их исчезновения.

Часть L_{α} -квантов вследствие эффекта Доплера покидает высвечивающийся слой. Выход кванта из атмосферы мало вероятен, поэтому все кванты, попадающие во внешние слои атмосферы, должны там уничтожаться, и за счет энергии L_{α} -квантов должно возникать свечение в ярких линиях нейтральных металлов.

Общее количество L_{α} -квантов, попадающих во внешние слои атмосферы звезды, во много раз превосходит количество атомов нейтральных металлов; ионизация последних происходит сравнительно быстро и состояние высокой ионизации сохраняется продолжительное время.

Ионизация металлов в атмосфере долгопериодических переменных звезд должна существенно сказываться на спектре звезды. Наблюдения показывают, что в первое время после появления ярких линий водорода и Fe II излучение в этих линиях вследствие поглощения в линиях металлов и молекулярных полосах частично экранируется. После развития процесса ионизации металлов оптическая толщина внешних слоев атмосферы сильно уменьшается, а экранирование излучения в ярких линиях ослабевает.

Другим наблюдаемым результатом ионизации металлов во внешних слоях звезды является возникновение в спектрах долгопериодических звезд, начиная с эпохи максимального блеска, ярких линий нейтральных атомов металлов. Вследствие рекомбинации атомов металлов происходит излучение в линиях этих атомов. Ионизация металлов происходит быстро и заканчивается в основном в эпоху максимального блеска звезды. Абсолютная интенсивность ярких линий металлов становится наибольшей и в течение примерно 10^7 сек остается постоянной. По мере высвечивания глубоких слоев атмосферы в ярких линиях водорода уменьшается поток квантов, попадающих во внешние слои, рекомбинация атомов металлов больше не компенсируется ионизацией и яркие линии металлов ослабевают, что происходит примерно за 10^7 сек . Значения коэффициента рекомбинации для разных металлов

не одинаковы, яркие линии атомов с меньшим значением коэффициента наблюдаются дольше, чем линии атомов с большим значением коэффициента рекомбинации.

Яркие линии ионизованных металлов, наиболее выдающимися из которых являются линии Fe II, возникают приблизительно одновременно с яркими линиями водорода. Наибольшее число линий Fe II наблюдается в спектре на протяжении 1—2 месяцев после максимального блеска звезды. Поскольку излучение в линиях Fe II поглощается атомами нейтральных металлов и молекулами, эти линии образуются в тех же глубоких слоях атмосферы, что и яркие линии водорода. Это естественно, так как в области атмосферы, разогретой ударной волной, должны быть ионизованы не только атомы водорода, но и других элементов, в частности, железа. Поскольку атомов железа в атмосфере в 10^4 — 10^5 раз меньше атомов водорода, то рекомбинация даже всех атомов железа не может обеспечить излучение в линиях, мало отличающееся по интенсивности от излучения в линиях водорода. Следовательно, возбуждение атомов Fe II происходит главным образом при столкновениях со свободными электронами. Возбужденные в результате столкновений атомы Fe II должны спонтанно переходить на более низкие энергетические уровни, излучая при этом энергию в соответствующих частотах. При этом возникают как разрешенные, так и метастабильные состояния. Пока плотность свободных электронов достаточно высока, более 10^8 см^{-3} , дезактивирующие столкновения атомов с метастабильным состоянием электронов происходят чаще, нежели спонтанные переходы в нижние состояния, для которых дезактивирующие столкновения не играют роли. Поэтому запрещенные линии должны быть ослаблены по сравнению с разрешенными линиями. По мере высвечивания разогретого волной слоя электронная плотность в нем падает и влияние дезактивирующих столкновений на интенсивность запрещенных линий уменьшается; их интенсивность по сравнению с разрешенными должна возрастать.

При высвечивании газа, разогретого ударной волной, электронная плотность меняется от 10^{10} см^{-3} в максимуме блеска до 10^7 см^{-3} в минимуме блеска, когда почти весь водород в атмосфере звезды становится нейтральным. Со-

ответствующие расчеты показывают, что в максимуме блеска запрещенные линии Fe II не должны наблюдаться, а в минимуме блеска эти линии должны превосходить по интенсивности разрешенные. Наблюдения (Джой, 1954) в максимуме блеска Миры Кита показывают, что запрещенных линий не видно. Они появляются в момент, приблизительно соответствующий середине нисходящей ветви кривой блеска, а к моменту минимума превосходят по интенсивности разрешенные линии. Следует отметить, что с уменьшением плотности электронов сильно уменьшается абсолютная интенсивность линий Fe II и [Fe II]. Однако, поскольку одновременно падает блеск звезды и снижается яркость непрерывного спектра, линии Fe II и [Fe II] продолжают оставаться видимыми даже в эпоху минимального блеска.

По-видимому, ударная волна в атмосфере звезды движется на протяжении всего периода возрастания блеска звезды. После максимума блеска действие ударной волны сильно ослабевает или вовсе прекращается. Что дело обстоит именно так, следует из наблюдаемого уменьшения скорости слоя, излучающего в линиях водорода. От момента наибольшей интенсивности линий до почти полного их исчезновения проходит время порядка 10^7 сек. За этот промежуток скорость движения слоя уменьшается на 10—20 км/сек. При таком замедлении и массе звезды порядка $2-3M_{\odot}$ среднее значение радиуса светящегося в линиях слоя получается около $5 \cdot 10^{13}$ см. Такой же величины радиус светящегося слоя получается также, если исходить из скорости ударной волны. Следовательно, одновременно с увеличением скорости ударной волны увеличивается блеск звезды. Во время максимального блеска скорость ударной волны наибольшая. С ослаблением ударной волны начинается уменьшение блеска звезды, и ко времени минимума блеска, волна быть может, совсем исчезает. Такое совпадение двух процессов наводит на мысль, что изменение блеска звезды и возникновение ударной волны обусловлены одним и тем же фактором. При этом передаваемая газу энергия ударной волны, часть которой излучается в непрерывном спектре, а часть — в линиях, составляет лишь малую долю общего излучения в течение изменения блеска звезды.

§ 7. Влияние поглощения света в атмосферах на наблюдаемые характеристики

Поглощение света молекулами окиси титана, которое увеличивается со спектральным подклассом, заметно влияет на наблюдаемое распределение частоты спектральных подклассов, периодов, амплитуд и даже собственных движений (см. табл. 35). В основе такого влияния лежит простой эффект уменьшения со спектральным подклассом того пространственного объема, в котором наблюдаются титановые долгопериодические переменные звезды. Учет влияния поглощения на наблюдаемые характеристики тогда состоит в приведении наблюдений к одному и тому же пространственному объему.

Распределение титановых долгопериодических переменных звезд до 12-й фотографической величины в минимуме блеска в зависимости от спектрального подкласса по данным Общего каталога переменных звезд и первого дополнения к нему (Кукаркин и др., 1958, 1960) показано на рис. 105 непрерывной линией.

Представление о действительном распределении дает прерывистая линия, которая получается экстраполированием числа наблюдаемых звезд к пространственному объему звезд спектрального подкласса M0, в атмосферах которых поглощение практически отсутствует. Учет эффекта селекции из-за поглощения в фотографических лучах имеет своим следствием смещение максимума распределения долгопериодических переменных звезд от спектрального подкласса M4,6 ($n = 642$) к спектральному подклассу M7,3.

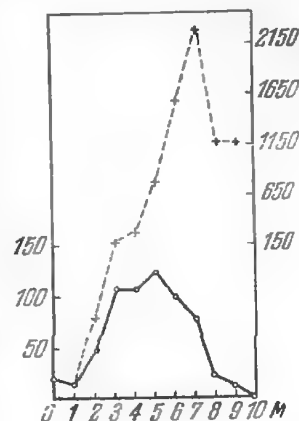


Рис. 105. Распределение титановых долгопериодических переменных звезд по спектральному подклассам. Прерывистая линия показывает примерно ожидаемое число звезд при отсутствии поглощения в фотографических лучах окиси титана.

Если к тому же учесть, что многие из переменных звезд открыты визуально, а в желтых лучах поглощение больше, принять во внимание трудность спектральной классификации звезд поздних подклассов, и, наконец, существование инфракрасных долгопериодических переменных звезд, то придется прийти к выводу, что максимум распределения приходится на еще более поздний спектральный подкласс.

Общеизвестны зависимости спектр — период — амплитуда у долгопериодических переменных звезд. Учет поглощения в атмосферах титановых долгопериодических переменных звезд тогда должен увеличить и число звезд больших периодов и амплитуд. На самом деле, если наблюдения показывают максимум частоты периодов 300 ± 3 ($n = 659$) дней, то учет поглощения увеличивает максимум распределения периодов до 360 дней (рис. 106). Соответственно меняется и максимум распределения амплитуд от $5,37 \pm 0,06$ ($n = 577$) фотографических величин до примерно семи фотографических величин (107).

Давно обращает на себя внимание тот факт, что болометрические амплитуды, в противоположность визуальным и фотографическим, не зависят от периода. Меррилл (1940) показал, что болометрические амплитуды, полученные на основе радиометрических измерений Петтита и Никольсона (1933), можно интерпретировать как различие между излучением абсолютно черного тела, соответственно при максимальной и минимальной температурах. Однако наблюдаемые визуальные амплитуды оказались примерно на три величины больше, чем вычисленные на основании излучения абсолютно черного тела. Смак (1964) показал, что несоответствие между наблюдаемой амплитудой в визуальных лучах и вычисленной по излучению абсолютно черного тела обусловлено исключительно поглощением излучения молекулами окиси титана.

Вилсон и Меррилл (1942) обратили внимание на зависимость период — собственное движение долгопериодических переменных промежуточной составляющей, начиная с периодов около 200 дней. Такая зависимость между периодом и средним пекулярным собственным движением изучена Сафоновым (1955). Удлинение периода при увеличении среднего собственного движения равноси-

но зависимости спектр — собственное движение и является следствием наблюдательной селекции — различия средних расстояний долгопериодических звезд разных спектральных классов, что обусловлено поглощением излучения в их атмосферах (Икауниекс, 1962), в разной степени для звезд разного класса ослабляющего их видимый блеск.

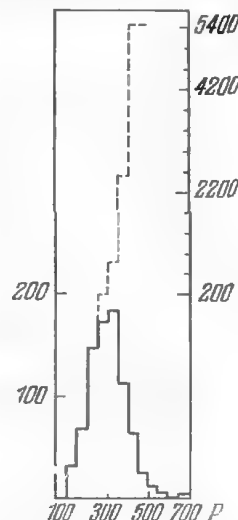


Рис. 106. Распределение титановых долгопериодических переменных звезд по периоду. Прерывистая линия показывает примерно ожидаемое число звезд при отсутствии поглощения в фотографических лучах полосами окиси титана.

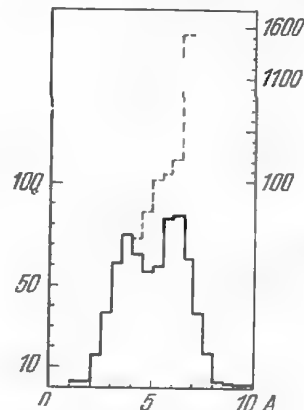


Рис. 107. Распределение титановых долгопериодических переменных звезд по амплитуде. Прерывистая линия показывает примерно ожидаемое число звезд при отсутствии поглощения в фотографических лучах полосами окиси титана.

Любопытно, что абсолютные значения средних лучевых скоростей долгопериодических переменных уменьшаются с ростом периода, т. е. по мере того, как спектральный подкласс становится более поздним. Это обстоятельство обнаружено еще Хейсканеном и Людендорфом (1921). В табл. 43 зависимость спектр — лучевая скорость показана по данным каталога Вилсона (1952). Лучевые скорости

Таблица 43

Лучевые скорости

Спектр	Постоянные звезды		Звезды типа Миры Кита		Полуправильные переменные	
	$ \bar{V}_r $	n	$ \bar{V}_r $	n	$ \bar{V}_r $	n
M0	$30,9 \pm 2,1$	125	72	22	73	10
M1	$30,8 \pm 2,0$	98				
M2	$31,6 \pm 2,0$	149				
M3	$28,1 \pm 2,0$	97	60	52	53	14
M4	$30,2 \pm 2,2$	105	54	48	32	22
M5	$29,1 \pm 3,3$	44	46	58	43	41
M6	—	—	34	44	39	35
M7	—	—	31	40	42	11
M8 — M10	—	—	17	6	33	4

Таблица 44

Поправки абсолютных величин

$\bar{P}$	$\Delta m(\mu)$	$\Delta m(V_r)$	$\Delta m(\mu, V_r)$	Δm_{T10}
226 ^d	0,0	0,0	0,0	0,0
276	0,2	0,2	0,4	0,4
322	0,4	0,6	1,1	0,8
375	0,8	0,8	1,8	1,6
452	1,2	1,0	2,3	2,3

Таблица 45

Избыток звезд
с положительными
скоростями

$\bar{P}$	+n	-n
226 ^d	20	80
276	24	76
326	42	58
417	46	54

исправлены за движение Солнца к стандартному апексу. Главное в этом вопросе то, что у титановых гигантов постоянного блеска, как показывают данные той же табл. 43, такая зависимость не обнаруживается. Титановые полуправильные переменные звезды занимают промежуточное положение между долгопериодическими переменными и звездами постоянного блеска.

Еще Герасимович (1928) и Гилленберг (1930) установили зависимость средних абсолютных величин от периода, что является следствием зависимости период — соб-

ственное движение и период — лучевая скорость. Как показывает соответствующий расчет, собственные движения и лучевые скорости вносят одинаковый вклад в изменение абсолютных величин с периодом.

На основе собственных движений, собранных в работе Сафронова (1955), и лучевых скоростей каталога Вилсона (1952) были найдены изменения средних абсолютных фотографических величин с периодом, которые приведены в табл. 44. В таблице приведен также совместный вклад собственных движений и лучевых скоростей в изменение абсолютных величин. Удивляет то, что изменение поглощения в атмосферах звезд, как показывают данные последнего столбца таблицы, полностью совпадает с изменением абсолютных величин. Таким образом, уменьшение абсолютных величин с периодом, вносимое собственными движениями и лучевыми скоростями, полностью покрывает увеличение поглощения с периодом. Другими словами, исправление абсолютных величин за изменение поглощения в атмосферах звезд приводит к независимости абсолютных величин от периода.

В такой ситуации, вероятно, можно предположить, что изменение лучевых скоростей с периодом, так же как и изменение собственных движений, не является характеристикой пространственного движения долгопериодических переменных звезд, а обусловлено атмосферными процессами у звезд. Конечно, изменение лучевых скоростей не является следствием поглощения, так как лучевые скорости не зависят от расстояния. Вероятно, изменение лучевых скоростей обусловлено макротурбулентными движениями в атмосферах, истечением вещества или другими процессами. Согласно данным табл. 42 изменение скорости истечения вещества примерно соответствует изменению лучевых скоростей с периодом. Кроме того, если наблюдаемые лучевые скорости алгебраически уменьшены каким-то атмосферным эффектом, то звезд с отрицательными скоростями, особенно среди звезд с большими движениями, должно быть больше, чем звезд с положительными скоростями. Если выделить звезды с $|V_r| > 50$ км/сек, то, как показывают числа табл. 45, относительное количество звезд с отрицательными скоростями с ростом периода уменьшается и, соответственно, увеличивается от-

носительное количество звезд с положительными скоростями. Таким образом, можно допустить, что какая-то отрицательная скорость, абсолютная величина которой увеличивается с уменьшением периода, действительно накладывается на лучевые скорости.

Видимо, Мичайка (1946) первым начал исправление средних абсолютных величин с учетом атмосферного поглощения. Однако такое исправление, которое приводит к независимости абсолютных величин от периода, заставляет пересмотреть статистические зависимости титановых долгопериодических переменных звезд. Еще раньше была обнаружена зависимость амплитуды и спектра от периода (Гилленберг, 1918).

Как показали недавние исследования Икауниекса (1961, 1963), нельзя найти такую характеристику долгопериодических переменных (за исключением, быть может, только волны на кривой блеска), которая не коррелировала бы с периодом. При этом период не только выступает как фундаментальная характеристика, но и любая из характеристик может коррелировать с любой другой характеристикой. Образовалась цепь зависимостей, из которых исходными являются зависимости собственных движений и лучевых скоростей с периодом. Благодаря зависимости собственных движений и лучевых скоростей от периода, существует, с одной стороны, зависимость пространственных скоростей и дисперсии скоростей от периода, и, с другой стороны, зависимость средних абсолютных величин от периода. Следовательно зависимости период — абсолютная величина являются зависимостями как расстояния и градиентов плотностей от периода, так и радиуса, массы и плотностей самой звезды. Однако если основа всех этих зависимостей, зависимость наблюдаемых движений от периода, является переальной, то, следовательно, не существуют и остальные зависимости. Тогда в действительности у долгопериодических переменных звезд имеют место только зависимости период — форма кривой блеска и период — амплитуда — спектр или температура. В таком случае зависимости долгопериодических переменных звезд соответствуют зависимостям у цефеид (Паренаго, 1955). При этом основной характеристикой, по-видимому, выступает температура, а не период.

§ 8. Средние абсолютные величины

Ввиду удаленности долгопериодических переменных звезд параллаксы их малы и измерены только для нескольких десятков звезд, причем погрешность определения, как правило, больше самих параллаксов. Поэтому статистические параллаксы являются важной характеристикой долгопериодических переменных звезд и они определялись неоднократно. В табл. 46 приведены средние абсолютные визуальные величины в максимуме блеска, полученные Вилсоном и Мерриаллом (1942), Мичайкой (1946), Кукаркиным (1949, 1950), Сафроновым (1955) и Освальдсом и Рисли (1960). Несмотря на то, что при уточнении зависимости период — светимости для титановых долгопериодических переменных звезд использовались разные исходные данные, полученные этими авторами результаты мало чем отличаются друг от друга. Следует отметить, что абсолютные величины в исследовании Мичайки получены на основе работ Анерта (1939), Герасимовича (1928), Гилленберга (1930), Лундмарка (1933) и Оорта (1927). Совпадение результатов говорит о том, что найденная зависимость соответствует действительности. В дальнейшем имеет смысл обратить внимание уже только на звезды с периодами короче 200 дней и длиннее 400 дней, где есть разногласия.

Имеется всего несколько звезд, для которых абсолютные величины можно определить для каждой в отдельности. Кинан (1959) по интенсивности линий D межзвездного натрия нашел для полуправильной X Mon ($P = 156^d$): $M_V = -0^m,7$, а Смак (1964) для двойных систем X Orh ($P = 334^d$) и R Гиад ($P = 386^d$) дает для среднего максимума соответственно $-0^m,3$ и $-1^m,4$ (визуальные величины).

Для определения светимости титановых долгопериодических переменных звезд все еще пользуются зависимостью, тщательно определенной Кукаркиным (1950). В табл. 47 внесены поправки на поглощение излучений окисью титана. Ясно видно, что средние абсолютные величины звезд промежуточной составляющей по мере роста периода теперь уже не уменьшаются, а наоборот, имеют тенденцию увеличиваться, что соответствует результатам, полученным

Таблица 46

Абсолютные величины

$\bar{P}$	В (1942)	М (1946)	К (1949)	С (1955)	К (1950)	О (1960)
150	-3,0	-3,3	-3,1	-3,4	-3,0	-2,1
200	-3,0	-2,7	-3,0	-2,8	-2,9	-2,4
250	-2,2	-2,1	-2,3	-2,1	-2,0	-2,0
300	-1,5	-1,6	-1,7	-1,6	-1,5	-1,4
350	-1,0	-1,0	-1,2	-1,1	-1,1	-1,0
400	-0,5	-0,4	-0,8	-0,5	-0,5	-0,6

Таблица 47

Исправленные абсолютные величины

$\bar{P}$	$\bar{M}$	Δm (TIO)	$\bar{M}^*$	В. С.	$\bar{M}_{bol}$	$\bar{M}$ (λ 8500)	$\bar{M}$
150 ^d	-3,0	-0,0	-3,0	-1,6	-4,6	-5,4	-0,9
200	-2,9	-0,0	-2,9	-1,6	-4,5	-5,8	-1,0
250	-2,0	-0,8	-2,8	-2,7	-5,5	-5,7	-1,0
300	-1,5	-1,5	-3,0	-3,1	-6,1	-5,8	-1,0
350	-1,1	-2,2	-3,3	-3,9	-7,2	-5,9	-0,9
400	-0,5	-2,9	-3,4	-5,1	-8,5	-6,1	-0,9

Таблица 48

Градиенты пространственной плотности

Спектр	l	β	m	n
Me	$2,46 \pm 0,06$	463 ± 25	-0,25	691
—	$2,71 \pm 0,03$	510 ± 15	-0,27	1278
Me	0,95	530	-0,26	

Гетцлером (1936) для свободной от поглощения области спектра около 8500 Å. В последнем столбце приведены абсолютные величины титановых гигантов постоянного блеска (Бланко, 1965).

Введя болометрические поправки по табл. 37, можно получить болометрические величины титановых долгопериодических переменных звезд, которые также не расходятся с инфракрасными величинами и характеризуют долгопериодические переменные звезды в среднем как сверхгигантов.

§ 9. Пространственное распределение

Градиенты пространственной плотности долгопериодических переменных звезд приведены в табл. 48 по работе Икауника (1963). Используются титановые переменные и переменные неизвестного спектра только ярче 12-й фотографической величины. Приведены также данные Кукаркина (1949).

Табл. 49 показывает изменение градиентов плотности титановых долгопериодических переменных звезд в за-

Таблица 49

Зависимость градиентов пространственной плотности от периода

P	l	β	n	m
$>200^d$	$1,14 \pm 0,09$	914 ± 100	74	-0,27
201—250	$1,60 \pm 0,20$	638 ± 193	119	-0,47
251—300	$1,48 \pm 0,09$	426 ± 33	137	-0,27
301—350	$1,99 \pm 0,05$	300 ± 11	151	-0,17
351—400	$1,73 \pm 0,19$	253 ± 36	86	-0,24
>401	$1,90 \pm 0,21$	165 ± 22	82	-0,15

висимости от периода. С ростом периода градиент относительно галактической плоскости увеличивается, а относительно галактического центра уменьшается. Градиент плотности m относительно галактического центра определяется всегда не особенно надежно из-за межзвездного поглощения, однако совпадение с результатами Плаута и Оорта и Тулдера (1942) хорошее.

Изменение градиентов пространственной плотности с периодом является следствием изменения средних

абсолютных величин титановых долгопериодических переменных звезд с периодом. Изменение средних абсолютных величин с периодом вызвано в конечном счете искажением непрерывного спектра М-звезд полосами титана, поэтому и градиенты пространственной плотности, начиная со звезд с периодами, превышающими 200 дней, не являются пространственными характеристиками титановых долгопериодических переменных звезд. В настоящее время долгопериодические переменные звезды в пространственном отношении можно разделить только на звезды сферической составляющей и звезды промежуточной составляющей. В табл. 50 приведены градиенты пространственной плотности для титановых долгопериодических переменных звезд всех подклассов ярче 12-й фотографической величины в максимуме блеска. Для звезд промежуточной составляющей взят просто средний из градиентов β и m для соответствующих интервалов периодов. Средние абсолютные величины взяты из работы Кукаркина (1950).

Таблица 50

Градиенты пространственной плотности

	P	l	β	m	n
Промежуточная составляющая	$< 200^d$	$1,14 \pm 0,09$	914 ± 100	$-0,27$	74
	$> 201^d$	$1,82 \pm 0,17$	374 ± 90	$-0,26$	575
Сферическая составляющая	$< 200^d$	$1,16 \pm 0,07$	1237 ± 180	$-0,25$	136
	$> 201^d$	$2,00 \pm 0,13$	408 ± 47	$-0,31$	1035

Данные табл. 50 показывают довольно заметное разделение долгопериодических переменных звезд сферической и промежуточной составляющей. Необходимо подчеркнуть, что было бы важно получить градиенты плотностей долгопериодических переменных звезд самых длинных периодов, в том числе и инфракрасных звезд. Однако в настоящее время это невозможно из-за незнания их абсолютных величин. Согласно видимому распределению звезды с са-

мыми длинными периодами должны соответствовать объектам плоской составляющей.

Дальнейшее уточнение градиентов пространственной плотности долгопериодических переменных звезд требует прежде всего уточнения средних абсолютных величин для титановых переменных промежуточной составляющей, а также для углеродных и циркониевых звезд.

§ 10. Кинематика

Кинематическим исследованиям долгопериодических переменных звезд посвящено много работ. После обширной работы Вилсона и Меррилла (1942) движение долгопериодических переменных звезд исследовал Куликовский (1948), Сафронов (1955), Освальдс и Рисли (1960), Плаут (1963), Фист (1963, 1966), Смак и Престон (1965) и другие. Основные кинематические характеристики, полученные на основе исследования лучевых скоростей, общее число которых достигло уже 601, приведено в табл. 51.

Галактическое вращение и постоянная Оорта в табл. 51 вычислены только для звезд с $|z| < 1$ кпс и с принятым значением $R_0 = 10$ кпс и $V_0 = 250$ км/сек. Средние абсолютные величины взяты из работы Освальдса и Рисли (1960). Движение Солнца относительно звезд первой группы вычислено для звезд с $P < 150$ дней, а дисперсия скоростей последней группы для звезд с $P > 410$ дней.

Кинематические характеристики долгопериодических переменных звезд, приведенные в табл. 51, выдвигают некоторые интересные вопросы. Группа переменных звезд самых коротких периодов ($P < 150$ дней) имеет такие же характеристики, особенно дисперсии скоростей, что и группа переменных с периодами около 300—350 дней. Фист (1963) делает вывод, что долгопериодические переменные звезды этих двух групп могут быть одинаковыми и отличаться только тем, что переменные звезды первой группы пульсируют в первом обороте.

В последней строке таблицы приведены характеристики для долгопериодических переменных звезд с $|z| > 1$ кпс из работы Смака и Престона (1965). Сравнение характеристик такой же группы долгопериодических переменных звезд с периодами 140—240 дней показывает, что

P	Плаут (1961)		Смак и Престон (1965)		Фист (1963)			
	V ₀	n	V	A	σ(R)	σ(θ)	σ(z)	n
≤ 149 ^m	49 ± 22	17	228 ± 13	—	46 ± 14	30 ± 14	34 ± 18	22
150—200	132 ± 38	25	194 ± 15	15 ± 6	91 ± 24	91 ± 23	61 ± 51	41
200—250	68 ± 12	50	196 ± 11	16 ± 5	41 ± 16	43 ± 14	50 ± 13	70
250—300	32 ± 10	61	225 ± 8	12 ± 5	60 ± 10	46 ± 12	26 ± 25	73
300—350	16 ± 10	73	230 ± 5	16 ± 4	40 ± 5	23 ± 7	35 ± 8	80
350—400	6 ± 9	44	242 ± 9	32 ± 8	38 ± 6	48 ± 6	21 ± 14	54
> 400	7 ± 7	35	241 ± 7	22 ± 8	56 ± 8	—	—	33
140—240	—	—	147 ± 21	4 ± 10	—	85 ± 17	79 ± 27	37

характеристики звезд этой группы зависят от расстояния от галактической плоскости. Быть может, это имеет место и для звезд других групп.

Постоянная галактического вращения для долгопериодических переменных звезд с периодом 350—400 дней превосходит почти в два раза максимально допустимое значение для $R_0 = 10\,000$ пс и $V_0 = 250$ км/сек ($A \approx 18$ км/сек/кпс). Вероятно, такое завышение постоянной Оорта можно объяснить систематическим увеличением видимого блеска долгопериодических переменных звезд с периодом. При этом следует отметить, что по цефеидам (Крафт и Шмидт, 1963) и по В-звездам (Рубин и Барли, 1964), в хорошем согласии с долгопериодическими переменными до периодов около 350 дней, $A \approx 15$ км/сек/кпс.

Данные табл. 51 наглядно показывают, что все кинематические характеристики систематически меняются с периодом. Это, очевидно, является следствием изменения средних абсолютных величин с периодом. Зависимость период — светимость в свою очередь определяется изменением собственных движений и лучевых скоростей с периодом. Если признать, как это уже говорилось раньше, что изменения собственных движений и лучевых скоростей с периодом не соответствуют действительному движению звезд, то приходится, очевидно, согласиться, что и другие кинематические характеристики титановых долгопериодических переменных звезд промежуточной составляющей также не связаны с периодом. Таким образом, период теряет свое значение как характеристика кинематических особенностей титановых долгопериодических переменных звезд. В таком случае в настоящее время титановые долгопериодические переменные звезды целесообразно разделить только на звезды сферической и промежуточной составляющих.

В связи с тем, что долгопериодические переменные звезды в эволюционном отношении — сложная подсистема, и период не может быть критерием разделения их на составляющие, принимаются меры для нахождения других критериев, позволяющих провести такое разделение. Особенно сложной должна быть группа звезд с периодом около 150—200 дней, кинематические характеристики

которой имеют максимальную дисперсию. Престон (1966) установил, что в этой группе звезд место зависимость между лучевой скоростью и разностью скоростей по абсорбционным и эмиссионным линиям, растущей с увеличением скорости звезды. Кроме того, обнаруживается также зависимость между лучевой скоростью и спектром в максимуме блеска. Среди звезд одного периода звезды с большими скоростями имеют более ранний спектр. И, наконец, существует зависимость между пространственной скоростью и избытком ультрафиолета δ ($U - B$).

Ивановская (1965, 1967) также проводит разделение долгопериодических переменных звезд с $P < 300$ дней и $P > 300$ дней на составляющие с помощью функции распределения и для каждой составляющей каждой группы вычисляет средние пространственные и кинематические характеристики.

Заслуживает внимания работа Фиста (1966), в которой рассматривается движение долгопериодических переменных звезд, расположенных в направлении галактического центра. В зоне $|l| < 5^\circ$ титановые долгопериодические переменные звезды характеризуются асимметричным распределением лучевых скоростей, подобным тому, какое наблюдается у планетарных туманностей. Изменение средних лучевых скоростей с расстоянием долгопериодических

Таблица 52

Лучевые скорости

Расстояние, кпс	$ \bar{V}_r $	n	Расстояние, кпс	$ \bar{V}_r $	n	$\bar{P}$
$> 2,0$	37	10	$2,0$	38	11	310
$2,0-5,0$	64	57	$2,0-5,0$	79	12	244
$5,0-7,4$	87	16	$5,0$	86	16	191

переменных звезд также соответствует изменению лучевых скоростей планетарных туманностей, что показывают данные табл. 52. Фист приходит к выводу, что долгопериодические переменные звезды, особенно коротких периодов, имеют тот же возраст, что и планетарные туманности.

§ 11. Механизм переменности

Выяснение механизма переменности звезд является проблемой исключительной важности. В случае красных переменных звезд, в том числе и долгопериодических переменных звезд, такая проблема особенно трудно разрешима. Попытки применения теории пульсации к долгопериодическим переменным звездам не дали положительных результатов (Скотт, 1945; Жевакин, 1953, 1954, 1955). Такие явления, как быстрые колебания блеска и изменения длины периодов, противоречат пульсационной гипотезе. Исследования спектра долгопериодических переменных звезд всегда показывают движение вещества от звезды, но никогда — в обратном направлении. Создается впечатление, что нормальным состоянием долгопериодической переменной звезды является минимум блеска, когда и все ее спектральные характеристики принимают тоже нормальный вид. Максимум блеска долгопериодической переменной звезды соответствует только некоторым возмущенным состояниям, которые, очевидно, связаны с выбрасыванием вещества.

Быть может, долгопериодические переменные отличаются от новоподобных лишь тем, что вспышки следуют друг за другом с определенной периодичностью. В основе изменения блеска и появления ударной волны должно быть циклическое выделение энергии внутри звезды, механизм которого в настоящее время не известен.

Быть может, выделение энергии, особенно при быстрых изменениях яркости (как и в звездах T Tau и UV Cet, по мнению Амбарцумяна, 1954), обусловлено выносом внутризвездной энергии во внешние слои атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

- Амбарцумян В. А., 1954, Сообщ. Бюраканск. обс., 13.
 Анерт, 1939 — Ahnert P., AN. 269. 5, 241.
 Арп, 1958 — Arp H., Handbuch der Physik, ed. S. Flaggge, Berlin, Springer — Verlag. 51, 75.
 Арп, Брукел и Лоуренс, 1963 — Arp H., Brueckel F. and Lourens J., ApJ 137, 1. 228.
 Байдельман, 1954 — Bidelman W. P., ApJ Suppl., 1.

- Банг, 1967 — Bahng J., Colloq. late-type stars. Proc. Trieste., ed. M. Hack, Trieste, 225.
- Бланко, 1965 — Blanco V. M., Stars and Stellar Systems, vol. V. Chicago, University of Chicago Press, ch. 12.
- Бойс и Сннтон, 1964 — Boyce P. B. and Sinton W. M., ApJ 69, 534.
- Вилсон, 1952 — Wilson R. E., General Catalogue of Radial velocities. Carnegie Inst. Publ., Nr. 601.
- Вилсон и Меррилл, 1942 — Wilson R. E. and Merrill P. W., ApJ 95, 248.
- Вульф, Шварцшильд, Роуз, 1964 — Woolf N. J., Schwarzschild M., Rose W. K., ApJ, 140, 833.
- Габович, 1936 — Gabovits J., Publ. Obs. Tartu 28, 5.
- Габович и Эпик, 1935 — Gabovits J. and Opik E., Publ. Obs. Tartu 28, 3.
- Гаустад, 1963 — Gaustad J. E., ApJ 138, 1050.
- Герасимович, 1928 — Gerasimovič B. P., Harv. Obs. Reprint, 54.]
- Герцберги Филлипс, 1948 — Herzberg G. and Phillips J. G., ApJ 108, 163.
- Гетцлер, 1936 — Hetzler Ch., ApJ 83, 372.
- Гетцлер, 1938 — Hetzler Ch., ApJ 92, 59.
- Гингерич, 1967 — Gingerich O., Spec. Rept. Smithsonian Astrophys. Observ., 240, 1.
- Гилленберг, 1918 — Gyllenberg M., Lunds Medd. S. 1, 90.
- Гилленберг, 1930 — Gyllenberg M., Medd. Lunds Astr. Obs. 2, 53.
- Гингерич, Латан, Лински и Кумар, 1967 — Gingerich O., Lathan D. M., Linsky J. and Kumar S. S., Colloq. late-type Stars., Proc. Trieste, ed. M. Hack, Trieste, 291.
- Горбацкий В. Г., 1957, АЖ 34, 6.
- Горбацкий В. Г., 1958, АЖ 35, 5.
- Горбацкий В. Г., 1961, АЖ 38, 2.
- Горбацкий В. Г., 1962, ДАН СССР 144, 738.
- Горбацкий В. Г., Минин И. Н., 1963, Нестационарные звезды, Физматгиз, гл. IX.
- Даниельсон, 1967 — Danielson R. E., Colloq. late-type stars, Proc. Trieste, ed. M. Hack, Trieste, 186.
- Дейч, 1960 — Deutsch A. J., Stellar Atmospheres, Chicago, University of Chicago Press, ch. 15; русск. перев., 1963, ИЛ, гл. 15.
- Джой, 1954 — Joy A. H., ApJ Suppl. 1, 2, 39.
- Джонсон, 1962 — Johnson H. L., ApJ 135, 69.
- Джонсон, 1964 — Johnson H. L., Tonantzintla and Tacubaya Obs. Bull. 3, 305.
- Джонсон, 1966 — Johnson H. L., Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 4, 193.
- Джонсон, 1966a — Johnson H. L., S. & T 32, 73.
- Джонсон, Мендоза и Винниевский, 1965, — Johnson H. L., Mendoza E. E. and Wisniewski W. Z., ApJ 142, 3, 1249.
- Добронравин П. П., 1950, Бюлл. КРАО 5, 59.
- Жевакин С. А., 1953, АЖ 30, 2.

- Жевакин С. А., 1954, АЖ 31, 2.
- Жевакин С. А., 1955, АЖ 32, 2.
- Ивановская, 1965 — Iwanovska W., Vistas in Astr. (ed. A. Beer) 7, 133.
- Ивановская, 1967 — Iwanowska W., Colloq. late-type stars. Proc. Trieste, ed. M. Hack, Trieste, 398.
- Икауникс Я. Я., 1961, Известия АН Латв.ССР, 11 (172), 55.
- Икауникс Я. Я., 1962, Известия АН Латв. ССР, 1 (174), 77.
- Икауникс Я. Я., 1963, Труды Астрофиз. лаб., Рига, 9.
- Каммон, Мюнч и Нейгебауер, 1967, — Cammon D., Münch G. and Neugebauer G., ApJ 147, 2, 575.
- Каннон, 1967 — Cannon R. D., Obs. 87, 956, 231.
- Кемпбелл и Мейалл, 1955 — Campbell L. and Mayall M., Studies of Long — Period Variables, Cambridge, Mass., American Association of Variable Star Observers.
- Кинан, 1959 — Keenan P. C., ApJ 64, 336.
- Кинан, 1960 — Keenan P. C., Stellar Atmospheres, ed. J. L. Greenstein, Chicago, University of Chicago Press, ch. 14. (Русский перев.: «Звездные атмосферы», 1963, ИЛ, стр. 527, 530.)
- Кинан, 1963 — Keenan P. C., Basic Astronomical Data ed. K. A. Strand, Chicago, University of Chicago Press, стр. 78.
- Кинан и Морган, 1941 — Keenan P. C. and Morgan W. W., ApJ 94, 501.
- Койпер, 1962 — Kuiper G. P., Comm. Lunar and Planet Lab. 1, 179.
- Койпер, 1963 — Kuiper G. P., Comm. Lunar and Planet Lab. 2, 17.
- Койпер, 1964 — Kuiper G. P., Mem. Soc. R. Sci., Liège, Ser. 5, 9, 365.
- Крафт и Шмидт, 1963 — Kraft R. P., Schmidt M., ApJ 137, 249.
- Кубиак, 1966 — Kubiak M., Acta Astron. 16, 4.
- Кукаркин Б. В., 1949, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд, Гостехиздат, 31.
- Кукаркин Б. В., 1950, ПЗ 7, 2, 69.
- Кукаркин Б. В., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1960, Первое дополнение ко второму изданию общего каталога переменных звезд, изд-во АН СССР.
- Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1958, Общий каталог переменных звезд, изд-во АН СССР, Москва.
- Кукаркин Б. В., Холопов П. П., Фролов М. С., Ефремов Ю. И., Кукаркина П. П., Медведева Г. И., Перова Н. Б., Федорович В. П., 1967, Второе дополнение ко второму изданию общего каталога переменных звезд, изд-во АН СССР.
- Куликовский П. Г., 1948 ПЗ 6, 5, 225.
- Лоу, Джонсон, 1964 — Low F. J., Johnson H. L., ApJ 139, 1130.

- Лундмарк, 1933 — Lundmark K., *Handbuch der Astrophysik* 5, 1077.
- Маффей, 1966 — Maffei P., *Mem. Soc. astron. ital.* 37, 3, 475.
- Маффей, 1967 — Maffei P., *ApJ* 147, 2, 802.
- Мендоза, 1965 — Mendoza E. E., *Tonantzintla and Tacubaya Obs. Bull.* 4, 27, 51.
- Мендоза, 1967, — Mendoza E. E., *Tonantzintla and Tacubaya Obs. Bull.* 4, 28, 114.
- Мендоза и Джонсон, 1965 — Mendoza E. E. and Johnson H. L., *ApJ* 141, 161.
- Меррилл, 1940 — Merrill P. W., *Spectra of Long — Period Variable Stars*, Chicago, University of Chicago Press.
- Меррилл, 1960, — Merrill P. W., *Stellar Atmospheres*, ed. J. L. Greenstein, Chicago, University of ch. Chicago Press, 13.
- Меррилл, Дейчи Кинан, 1962 — Merrill P. W., Deutsch A. J., Keenan P. C., *ApJ* 136, 1, 31.
- Мертц, Колеман, 1966 — Mertz L., Coleman I., *ApJ* 143, 1000.
- Мичайка, 1946 — Miczaika G., *Heid. Mitt.*, 46.
- Мороз В. И., 1966, *Астрон. цирк.* № 368, 4.
- Мороз В. И. и Васильченко Н. В., 1967, *Астрон. цирк.* № 401, 6—8.
- Мюни и Джеффри, 1965 — Münch G., Jeffrey D., *ApJ* 142, 1, 401.
- Нейгебауер, Мертц, Лейтон, 1965 — Neugebauer G., Mertz D. E., Leighton R. B., *ApJ* 142, 1, 399.
- Оорт, 1927, — Oort J. H. *BAN* 4, 83.
- Оорти Тулдер, 1942 — Oort J. H., Tulder J. J., *BAN* 9, 327.
- Освальдс и Рисли, 1960, — Osvalds V., Risley A. M., *AJ* 65, 9, 496.
- Паренаго П. П., 1955, *ПЗ* 10, 4, 193.
- Петтит и Никольсон, 1933, — Pettit E., Nicholson S. B., *ApJ* 78, 320.
- Плаут, 1963 — Plaut L., *BAN* 17, 75, 81.
- Престон, 1966 — Preston G. W., *Lick Obs.* 227,
- Ресселл, 1934 — Russell H. N., *ApJ* 79, 317.
- Рубин и Барли, 1964 — Rubin V. C., Burley J., *AJ* 69, 80.
- Сафронов В. В., 1955, *ПЗ* 10, 4, 236.
- Синтон, 1962 — Sinton W. M., *Appl. Optics* 1, 105.
- Синтон, 1966 — Sinton W. M., *Meeting of Amer. Astr. Soc. Hampton, Virginia, March.*
- Скотт, 1945 — Skott R., *ApJ* 101, 71.
- Смак, 1964 — Smak J., *ApJ Suppl.* 9, 89.
- Смак, 1966 — Smak J., *Acta Astron.* 16, 1.
- Смак и Престон, 1965 — Smak J. J., Preston G. W., *ApJ* 142, 3, 943.
- Спинрад и Вардуа, 1966 — Spinrad H., Vardua M. S., *ApJ* 146, 399.
- Спинрад, Ньюборн, 1965 — Spinrad H., Newburn R. L., *ApJ* 141, 965.

- Стеббинс, Крон, 1956 — Stebbins J., Kron G. E., *ApJ* 123, 440.
- Стеббинс, Уайтфорд, 1945 — Stebbins J., Whitford A. E., *ApJ* 102, 318.
- Тсуи, 1967 — Tsuji T., *Colloq. late-type stars. Proc. Trieste*, ed M. Hack, Trieste, 260.
- Уинг, 1967a — Wing R. F., *Colloq. late-type stars, Proc. Trieste*, ed. M. Hack, Trieste, 205.
- Уинг, 1967b — Wing R. F., *Colloq. late-type stars. Proc. Trieste*, ed. M. Hack, Trieste, 231.
- Уинг, Спинрад, Кухи, 1966 — Wing R. F., Spinrad H., Kuhl L. V., *ApJ* 71, 3, 187.
- Уинг, Спинрад, Кухи, 1967 — Wing R. F., Spinrad H., Kuhl L. V., *ApJ* 147, 117.
- Ульрих, Нейгебауер, Каммон, Лейтон, Хью, Беклин, 1966 — Ulrich B. T., Neugebauer G., Cameron D., Leighton R. B., Hughes E. E., Becklin E., *ApJ* 146, 288.
- Филлипс, 1950 — Phillips J. G., *ApJ* 111, 314.
- Фист, 1963 — Feast N. W., M. N. R.A.S. 125, 367.
- Фист, 1966 — Feast N. W., M.N. R.A.S. 132, 495.
- Фуита, Ямашита, Камио, Тсуни и Утсуми, 1965 — Fujita Y., Yamashita Y., Kamijo F., Tsuji T., Utsumi K., *P. Dom. Ap.* 12, 293.
- Хейсканен и Людендорф, 1921 — Heiskanen W., und Ludendorff H., *AN* 213, 297.
- Шайн Г. А., 1934 — M. N. R. A. S. 94, 642.
- Шайн Г. А., 1945, *Изв. АН СССР, сер. физ.* 9, 161.
- Эгген, 1961 — Eggen O. J., *Royal Obs. Bul.*, Nr. 29.

ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ И НЕПРАВИЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Я. Я. Икауниске

§ 1. Введение

Полуправильные и неправильные переменные, вероятно, являются важнейшими объектами для познания строения и эволюции звездной материи. Крупномасштабная нестационарность красных гигантов должна сильно влиять на строение звезды и весьма ускорить ее развитие. Особенно важным фактом является обнаружение вспышки полуправильной CH Cyg в 1963 и 1967 гг. (Свингс и Свингс 1967) и то, что от обширной атмосферы полуправильного сверхгиганта $\alpha \text{ Ori}$ вероятно, впервые удалось принять радиоизлучение на волне 2,83 см (Секвист, 1967). Следует сожалеть, что наблюдениям и изучению полуправильных и неправильных переменных звезд астрономы отводят незаслуженно мало времени.

Представление о полуправильных и неправильных переменных звездах прежде всего содержится в Общем каталоге переменных звезд (ОКПЗ) (Кукаркин и др., 1958) и во втором дополнении к каталогу (Кукаркин и др., 1967), где в сжатом виде даны их отличительные черты.

Полуправильные переменные звезды (SR) являются гигантами или сверхгигантами, обладающими заметной периодичностью, временами нарушаемой различными неправильностями в изменении блеска. Периоды полуправильных переменных звезд заключены в очень широких пределах — приблизительно от 30 до 1000 дней; VZ Cam имеет период 23,70 дней, а $\alpha \text{ Ori}$ — 2070,0 дней. Формы кривых изменения блеска бывают весьма разнообразны, а амплитуды обычно не превышают 1—2 величин. К полу-

правильным переменным звездам могут быть причислены долгопериодические переменные звезды, кривые блеска которых недостаточно изучены.

Полуправильные переменные звезды известного спектрального класса делятся на четыре подтипа. Полуправильные переменные гиганты поздних спектральных классов M, C и S со сравнительно устойчивым периодом (SRa) обычно сильно меняют амплитуду и форму кривой блеска от периода к периоду. Многие из этих звезд имеют яркие эмиссионные линии и отличаются от долгопериодических переменных звезд только меньшей амплитудой изменения блеска. Типичным представителем переменных SRa является звезда Z Aqr с периодом 136,9 дней и спектром M1e — M3e. Полуправильные переменные гиганты поздних спектральных классов с плохо выраженной периодичностью (SRb) имеют цикл различной продолжительности, поэтому невозможно предсказать эпохи наступления максимумов и минимумов блеска. У таких звезд периодические изменения временами сменяются медленными неправильными колебаниями или даже постоянством блеска. Переменность звезд SRb характеризуется только некоторым средним периодом. Типичным примером SRb переменных являются звезды RR CrB (Пейн-Гапошкина, 1952) и AF Cyg (О'Коннел, 1932). Полуправильные переменные звезды $\mu \text{ Ser}$ (Хассенштейн, 1938; Баласогло, 1949; Ашбрук, Данкомб и Верком, 1954) и RS Sps с периодом 1700 дней являются типичными представителями полуправильных переменных сверхгигантов поздних спектральных классов (SRc). Наконец, S Vul (Анерт, 1948), UU Her (Бейер, 1948) и AG Aur (Бейер, 1948) представляют желтые полуправильные переменные гиганты и сверхгиганты спектральных классов F, G и K.

Неправильные переменные звезды характеризуются медленными изменениями блеска, лишенными каких-либо признаков периодичности или обладающими очень слабо выраженной периодичностью (L). Отнесение многих переменных к звездам L обусловлено также лишь недостаточной изученностью их, и многие из них в действительности могут быть полуправильными или переменными других типов.

Медленные неправильные переменные звезды известного спектрального класса делятся на два подтипа. Медленные неправильные переменные звезды промежуточных и поздних спектральных классов F, G, K, M, C и S, как правило, гиганты (Lb). Типичный пример — звезда CO Cyg (Бриде, 1950).

Переменная TZ Cas (Бейер, 1950) относится к медленным неправильным сверхгигантам поздних спектральных классов (Lc).

В общем каталоге переменных звезд (Кукаркин и др., 1958) выделен также подтип Ia неправильных переменных ранних спектральных классов, среди которых могут быть эруптивные переменные, в частности, звезды типа RW Aur. В настоящей статье неправильные переменные Ia объединены с Ib и обозначены символом Lb, и так же, как и в ОКПЗ — 1968, вместо символов I и Ic введены символы L и Lc.

В основу разделения красных переменных звезд на долгопериодические, полуправильные и неправильные переменные положено, таким образом, видимое поведение кривой блеска. Имеет ли такое разделение более глубокий физический и эволюционный смысл сейчас не ясно. Все три типа переменных звезд одинаково часто встречаются среди титановых, углеродных и циркониевых гигантов и в рамках одного спектрального класса основные спектроскопические и фотометрические характеристики не имеют ощутимых различий. Может создаться впечатление, что существенным в жизни красных гигантов является их разделение только по химическому составу атмосфер на титановые, углеродные и циркониевые гиганты. Разделение же на долгопериодические, полуправильные и постоянные звезды связано только с изменением блеска и в другом отношении не затрагивает звезду. Однако уже простая мысль о вероятном существовании некоторой части эволюционного ряда const — L — SR — M — SR — L — const, или что переменность является характеристикой неустойчивости звезды, делает не только за малочисленным, но и весьма важным глубокое исследование красных переменных звезд с целью выяснения их различий как в рамках одного спектрального класса, так и в зависимости от химического состава атмосфер.

§ 2. Распределение в пространстве; амплитуды и периоды

Для исследования распределения использованы переменные звезды ОКПЗ и первого дополнения к нему (Кукаркин и др., 1958, 1960). Материал второго дополнения (Кукаркин и др., 1967) использован только для рассмотрения численности полуправильных и неправильных переменных звезд. Фотографическая звездная величина соответствует среднему блеску переменных. Галактические координаты старые. Принято, что до 12-й фотографической величины классифицировано около 60—70% неправильных и полуправильных переменных звезд и материал пригоден для статистических исследований. Переменные звезды слабее 12-й фотографической величины, как правило, не принимались во внимание. Исследованию распределения красных гигантов, в том числе и полуправильных и неправильных переменных звезд, посвящена работа Икауниекса (1963).

Прежде всего отметим тот факт, что тип переменности связан со спектральным классом. Относительные числа в процептах в табл. 53 показывают, что для углеродных

Таблица 53

Типы переменности

Спектр	Тип			
	M	SR	L	Всего
M	46	29	25	100
C	20	38	42	100
E	58	23	19	100

Таблица 54

Переменные сверхгиганты

Спектр	Тип	
	SR	L
M	18	12
K	1	—
G	1	—

звезд характерны неправильные и полуправильные, а для циркониевых — долгопериодические переменные звезды. Титановые гиганты занимают среднее положение. Уменьшение числа неправильных и полуправильных и увеличение числа долгопериодических переменных с переходом

от спектральных классов $C \rightarrow M \rightarrow S$ сопровождается, вероятно, понижением средней температуры и плотности атмосфер.

Все красные сверхгиганты являются полуправильными или неправильными переменными звездами. В табл. 54 приведены данные о числе переменных сверхгигантов. Среди титановых полуправильных сверхгигантов яркие звезды Бетельгейзе, Антарес и Рас-Альгети (α Her), а также семь сверхгигантов скопления h и χ Персея. Несколько неправильных сверхгигантов также принадлежат скоплению h и χ Персея, а два, WY Gem и KN Cas, имеют спутниками горячие В-звезды.

Таблица 55

Концентрация к экватору

Тип	Все спектр. классы	"	M "	C "	S "
M	27%	1195	27% 578	46% 35	33% 39
SR	33	646	34 386	44 75	50 12
L	47	397	42 226	51 51	80 10

Возникает вопрос, не являются ли все красные гиганты неправильными переменными малых амплитуд. На такой вопрос пытались ответить Бланко и Плаут (1965), которые статистически обработали электрофотометрические наблюдения Стеббинса и Хаффера 178 титановых гигантов (1930). Оказалось, что если учитывать амплитуды меньше $0^m,25$ или наблюдать продолжительное время, то все титановые гиганты постоянного блеска станут переменными. Очевидно, такое же положение имеет место и для углеродных и циркониевых гигантов. Таким образом, видимо, все красные гиганты характеризуются более или менее сильными неправильными изменениями блеска.

Изучение видимого распределения звезд дает общее представление об их пространственном распределении. Относительное количество переменных разных типов в узкой полосе вокруг галактического экватора с $b \leq \pm 10^\circ$ приведено в табл. 55. Из нее видно, что концентрация от-

носительно галактической плоскости увеличивается с переходом $M \rightarrow SR \rightarrow L$. Такое увеличение концентрации сохраняется как для переменных всех спектральных классов, так и в отдельности для титановых, углеродных и циркониевых переменных звезд.

Распределение относительно галактического центра обнаруживает соответствие с распределением относительно плоскости симметрии. В табл. 56 приведены данные о красных переменных звездах зоны $b \leq \pm 30^\circ$, как

Таблица 56

Концентрация к центру и антицентру

Спектр	Тип переменности	n_C	n_A
M	M	350	185
	SR	204	175
	L	137	105
C	M	43	35
	SR	65	67
	L	67	85
S	M	32	40
	SR	13	11
	L	22	12

в направлении центра, так и антицентра Галактики. Учитывалась недостаточная изученность красных переменных южного неба. Концентрация относительно галактического центра уменьшается с переходом $M \rightarrow SR \rightarrow L$ как для переменных в целом, так и для титановых и углеродных звезд в отдельности. Обращает на себя внимания тот факт, что в направлении антицентра имеется избыток углеродных полуправильных и неправильных и циркониевых долгопериодических звезд. Для углеродных и циркониевых звезд ограничения по блеску и широте не вводились ввиду их малочисленности.

Распределение периодов полуправильных переменных звезд асимметричное и обнаруживает большой избыток

длинных периодов. Совместное распределение полуправильных и долгопериодических переменных звезд ближе к нормальному (рис. 108). Можно даже допустить, что разделение полуправильных и долгопериодических переменных звезд по периоду не является существенным.

Распределение амплитуд полуправильных переменных ближе к нормальному, чем распределение периодов, и отличается от такового распределения для долгопериодических переменных звезд (рис. 109). Распределение амплитуд показывает, что полуправильные и неправильные переменные звезды не составляют единой группы звезд. Распределение неправильных переменных по амплитудам, вероятно, свидетельствует о сходстве с полуправильными переменными звездами (рис. 110). Уменьшение числа звезд малых амплитуд объясняется недостаточной изученностью таких звезд. Можно ожидать, как уже было отмечено, что все красные гиганты могут быть неправильными переменными малых амплитуд.

Средняя z -координата и peculiarная лучевая скорость (по каталогу Вилсона, 1952) титановых и углеродных звезд уменьшаются с переходом $M - SR - L - \text{const.}$

Уменьшение средней z -координаты с переходом $M - SR - L$, очевидно, сохраняется у углеродных и у пироклиновых переменных звезд. Такое изменение концентрации красных переменных звезд полностью соответствует их видимому распределению.

Средняя лучевая скорость титановых гигантов постоянного блеска $30,3 \text{ км/сек.}$, соответствует средней лучевой скорости углеродных переменных звезд, которая состав-

ляет $30,5 \text{ км/сек.}$ По сравнению с этой нормальной скоростью красных гигантских и сверхгигантских звезд трудно объяснить увеличение средней скорости с переходом $\text{const} - L - SR - M$ титановых звезд и большую среднюю скорость углеродных звезд постоянного блеска. Средние

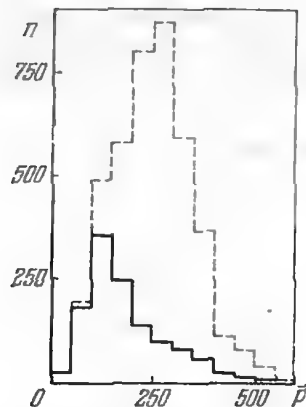


Рис. 108. Распределение периодов титановых полуправильных и долгопериодических звезд. Сплошная линия — SR-звезды. Прерывистая линия — SR + M-звезды.

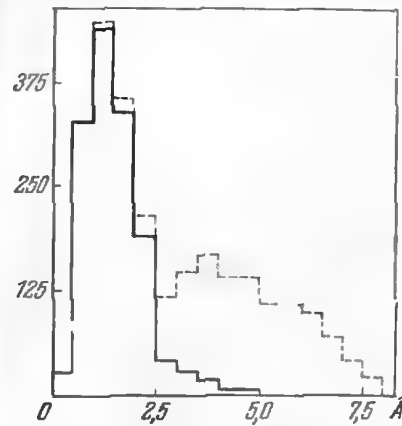


Рис. 109. Распределение амплитуд титановых полуправильных и долгопериодических переменных звезд. Сплошная линия — SR-звезды. Прерывистая линия — SR + M-звезды.

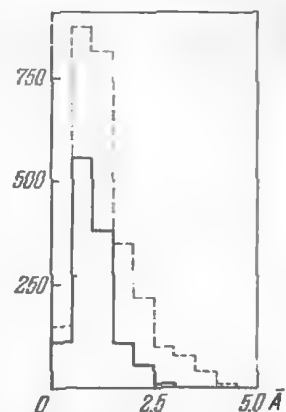


Рис. 110. Распределение амплитуд титановых неправильных и полуправильных переменных звезд. Сплошная линия — L-звезды. Прерывистая линия — L + SR-звезды.

скорости долгопериодических титановых и полуправильных переменных или углеродных звезд постоянного блеска сравнимы только со средними скоростями звезд карликов главной последовательности $G - M$.

Наблюдаемый средний спектральный подкласс титановых гигантов приведен в табл. 57. Однако распределение титановых гигантов по спектральному подклассу искажено поглощением в их атмосферах (Смак, 1964). Средние спектральные подклассы с учетом такого поглощения приведены в последнем столбце табл. 57. Таким образом, средний спектральный подкласс титановых гигантов становится более поздним с переходом $\text{const} - L - SR - M$.

Таблица 57

Спектральные подклассы

Тип переменности	Средний спектральный подкласс	n	Ср. спектр. подкласс, исправленный за поглощение полосами титана
M	$4,58 \pm 0,08$	612	7,3
SR	$4,64 \pm 0,10$	351	6,3
L	$4,18 \pm 0,15$	207	6,0
const	1,7	27 405	4,4

Учет поглощения в атмосферах титановых гигантов, ослабляющего их видимый блеск не меньше, чем на порядок увеличивает общее число долгопериодических, полуправильных и неправильных переменных звезд в пространственном объеме звезд класса M0, которые поглощение не испытывают. Поскольку больше всего увеличивается число полуправильных и неправильных переменных поздних спектральных классов, несколько более длинных периодов и несколько больших амплитуд, то на рис. 109—111 несколько увеличится средний период и амплитуда полуправильных и неправильных переменных звезд.

Пространственное распределение полуправильных и неправильных переменных соответствует видимому распределению. Градиенты пространственной плотности титановых переменных приведены в табл. 58. Для срав-

Таблица 58

Градиенты пространственной плотности титановых звезд

Тип переменности	β	m	n
M ($P < 200^d$)	914 ± 100	-0,27	74
M ($P > 200^d$)	374 ± 90	-0,26	576
SR	355 ± 24	+0,07	499
L	335 ± 25	-0,05	383

нения в этой же таблице даны долгопериодические переменные сферической и промежуточной составляющих. Несомненно, долгопериодические переменные имеют меньшую концентрацию относительно плоскости симметрии и большую концентрацию относительно центра Галактики, чем полуправильные и неправильные переменные звезды.

Титановые гиганты постоянного блеска, как известно, имеют более сильную концентрацию к плоскости симметрии, чем неправильные и полуправильные переменные звезды. Отчетливо видно уменьшение концентрации к плоскости симметрии с переходом L—SR—M также у углеродных звезд (табл. 59). Очень

Таблица 59

Градиенты пространственной плотности углеродных звезд

Тип переменности	β	m	n
M	385 ± 95	-0,02	32
SR	188 ± 6	0,00	80
L	121 ± 18	+0,03	50
const	265 ± 13	+0,06	211

возможно, что такое положение имеет место и у циркониевых гигантов (табл. 60). Однако углеродные и циркони-

Таблица 60

Градиенты пространственной плотности циркониевых звезд

Тип переменности	β	m	n
M	218 ± 10	+0,27	42
SR + L	122 ± 16	—	19
L	46 ± 12	—	12
const	550 ± 100	—	35

евые гиганты постоянного блеска обнаруживают меньшую концентрацию к плоскости симметрии, чем соответствующие неправильные и полуправильные переменные звезды.

Полуправильные и неправильные переменные звезды также являются членами скоплений. Полуправильная переменная спектрального класса M — S, вероятно, принадлежит группе Вольф 630 и находится на конце ветви гигантов (Эгген, 1965). Интересно то, что эта группа (Вольф 630), вероятно, на горизонтальной ветви имеет прототип углеродных неправильных, переменную R CrB (с Фрер), титановый гигант класса K0 Пр и звезду спектра Ар.

Рассеянное скопление NGC 6940, вероятно, содержит полуправильный сверхгигант FG Vul (Уокер, 1958). Скопление η и χ Персея, как уже отмечалось, содержит семь полуправильных и один неправильный сверхгигант. Весьма вероятно, что членами рассеянных скоплений NGC 7419, 3766, 3293 и 2516 также являются переменные сверхгиганты.

В шаровых скоплениях не обнаружены полуправильные переменные SRA и SRb, однако наблюдались желтые полуправильные SRd. Согласно списку Стотерса (1963) желтые полуправильные должны быть членами скоплений NGC 7006, 5139, 362 и 288. Всего известно 38 полуправильных переменных SRd, из которых, вероятно, 12 являются членами шаровых скоплений.

Переменная 42 со спектром Fr и периодом 149^d, вероятно член скопления ω Cen. На основании кинематики и светимости, Фист (1963) утверждает, что желтые полуправильные переменные являются непосредственным продолжением долгопериодических переменных фундаментального периода в направлении коротких периодов и больших светимостей.

Желтые полуправильные отличаются от долгопериодических переменных тех же периодов отсутствием или очень слабыми полосами окиси титана, большими скоростями и светимостями. Долгопериодические переменные звезды коротких периодов пульсируют в первом обертоне и относятся к звездам фундаментального периода около 330 дней.

Переменные с периодами меньше 150 дней шарового скопления NGC 104 = 47 Тис являются долгопериодическими переменными. Согласно Арпу и др. (1963) пульсация звезд начинается с малых периодов и амплитуд и потом доходит до наблюдающейся у долгопериодических

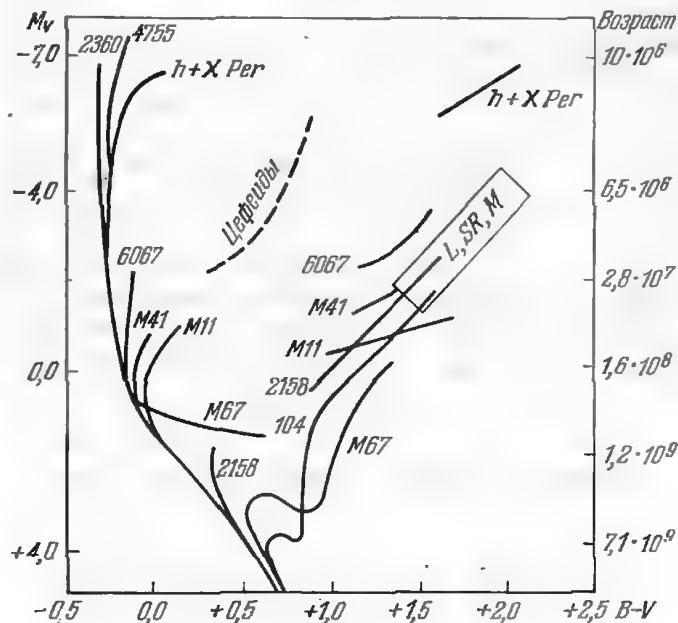


Рис. 111. Красные переменные звезды на диаграмме Герцшпрунга — Рассела.

переменных звезд. Положение красных переменных гигантов на диаграмме цвет — светимость указано на рис. 111.

Тенденция образовывать в видимом распределении группировки у красных переменных звезд усиливается с переходом M → SR → L (Икауниекс, 1966), если учесть, что у долгопериодических переменных звезд сферической составляющей ($|b| > 30^\circ$) группировки не обнаружены.

§ 3. Средние абсолютные величины

Новые собственные движения и лучевые скорости (Иканиекс, 1966) дали возможность в Радиоастрофизической обсерватории Академии наук Латвийской ССР предпринять попытку вновь определить средние абсолютные величины красных гигантов и кинематические характеристики красных гигантов на электронных счетных машинах. Работа будет опубликована в соответствующем издании обсерватории. Ниже приводятся некоторые данные в новых галактических координатах, относящиеся к полуправильным и неправильным переменным звездам. Принимались во внимание веса в соответствии с ошибками исходных данных. Приводятся средние квадратические ошибки.

Определением средних абсолютных величин полуправильных и неправильных переменных занимались Джой (1942) и Вилсон (1942). Они получили для титановых полуправильных и неправильных переменных звезд $M_v \approx -0,9$ для максимального блеска, что соответствует титановым гигантам постоянного блеска (Бланко, 1965).

Таблица 61

Абсолютные величины и периоды титановых звезд

Период	$\bar{M}_{pg}$	$n(\mu)$	$n(V_r)$
$< 100^d$	$+0,73 \pm 0,31$	62	38
101—150	$+1,87 \pm 0,27$	64	39
> 151	$+1,97 \pm 0,27$	87	53

В табл. 61 приведены средние фотографические абсолютные величины полуправильных переменных в зависимости от периода. Кажется вероятным, что полуправильные переменные с периодами меньше 100 дней на одну звездную величину ярче остальных полуправильных переменных звезд. Однако от спектрального подкласса абсолютные величины не зависят (табл. 62). На этот раз почти на величину ярче оказались переменные спектрального подкласса M5, период которых в среднем короче, чем у

Таблица 62

Абсолютные величины и спектры

Сп. класс	$\bar{M}_{pg}$	$n(\mu)$	$n(V_r)$	$\bar{P}$	n
M0—M4	$+1,84 \pm 0,28$	76	42	219	134
M5	$+1,00 \pm 0,31$	55	41	175	83
M6—M10	$+1,93 \pm 0,27$	77	52	224	115

остальных полуправильных переменных, как показывает последний столбец табл. 62. Таким образом, линейный ход изменения средних абсолютных величин с периодом или спектральным подклассом у полуправильных переменных звезд не обнаружен.

Средние абсолютные величины неправильных переменных звезд, которые приведены в табл. 63, не зависят от

Таблица 63

Абсолютные величины неправильных переменных

Сп. класс	$\bar{M}_{pg}$	$n(\mu)$	$n(V_r)$
M0—M4	$+1,59 \pm 0,52$	48	12
M5—M10	$+1,65 \pm 0,31$	52	12

спектрального подкласса. Сравнение средних абсолютных величин среднего блеска полуправильных и неправильных переменных независимо от спектрального подкласса показывает, что полуправильные и неправильные переменные имеют одинаковую среднюю абсолютную величину $\bar{M}_{pg} = +1^m,6$, что соответствует $\bar{M}_v = 0^m,0$, если пользоваться показателями цвета Бланко (1964). Однако средняя абсолютная величина для максимального блеска полуправильных переменных $\bar{M}_v = -0^m,8$ и больше чем у неправильных переменных, для которых $\bar{M}_v = -0^m,5$

Таблица 64

Абсолютные величины углеродных звезд

SR	L	Авторы
$-1^m6 \pm 0,4$	$-1^m7 \pm 0,3$	Сэнфорд, 1944
$-1,6 \pm 0,9$	$-1,5 \pm 0,7$	Ишида, 1960
$-1,99 \pm 0,30$	$+0,41 \pm 0,32$	Икауннекс, 1963

Средние визуальные абсолютные величины полуправильных и неправильных переменных звезд, определенные Сэнфордом (1944), Ишидой (1960) и Икауннексом (1968) помещены в табл. 64. Абсолютные величины полуправильных звезд, найденные Икауннексом, совпадают с полученными Сэнфордом и Ишидой, но у неправильных переменных расхождение достигает почти двух величин. Оно объясняется использованием большего числа движений слабых звезд, а также тем, что некоторые неправильные переменные звезды оказались периодическими и не были рассмотрены.

Циркониевые неправильные и полуправильные переменные, как правило, имеют малые амплитуды и их спектры явно не отличаются от спектров циркониевых звезд, кажущихся не переменными. Поэтому такие малочисленные группы звезд объединяются в одну группу циркониевых звезд малой амплитуды. Средняя абсолютная величина таких звезд была определена Кинаном и Теске (1956) по лучевым скоростям 14 звезд. Вторично среднюю абсолютную величину определял Такаанага (1960). Полученные результаты, совместно с определением автора этой

Таблица 65

Абсолютные величины циркониевых звезд

$\bar{M}_v$	$n(V_p)$	$n(\mu)$	Автор
$-1,5$	14	—	Кинан, 1956
$-0,1 \pm 0,6$	24	26	Такаанага, 1960
$-0,9 \pm 0,5$	17	21	Икауннекс, 1963

главы, приведены в табл. 65. Ввиду малочисленности объектов трудно судить о надежности результатов. Вероятно, циркониевые гиганты имеют такие же абсолютные величины, как и титановые гиганты.

Среди циркониевых переменных малой амплитуды одна звезда, π^1 Gru, имеет спутник. Фист (1953) приписал спутнику спектральный класс G0 V и по разности звездных величин нашел, что визуальная абсолютная величина главной звезды лежит между минус первой и нулевой величиной.

§ 4. Кинематика

Кинематические характеристики вычислены на электронных счетных машинах по общепринятым формулам звездной астрономии. Галактические координаты новые. Собственные движения даны в системе GC для равноденствия 1950,0 (Икауннекс, 1966). Лучевые скорости взяты по каталогу Вилсона (1952). Учитывались веса в соответствии с ошибками собственных движений и лучевых скоростей.

Движение Солнца и координаты апекса относительно полуправильных переменных звезд приведены в табл. 66. В скобках помещено число звезд больших лучевых скоростей, которые не были использованы. Заметно уменьшение скорости Солнца относительно полуправильных переменных с периодами больше 150 дней.

В табл. 66 даны также полуоси эллипсоида распределения скоростей полуправильных переменных в зависимости

Таблица 66

Пространственно-кинематические характеристики титановых звезд

Период	V_0	L_0	B_0	σ_1	σ_2	σ_3	n
$<100^d$	47 ± 33	72 ± 37	6 ± 24	49	15	38	36 (2)
101—150	46 ± 12	111 ± 20	45 ± 11	30	10	25	37 (3)
151—350	33 ± 12	107 ± 25	12 ± 25	24	10	16	39 (1)
>151	31 ± 11	84 ± 14	17 ± 22	27	11	21	51 (4)

от периода. Выделяются звезды с периодами меньшими 100 дней, дисперсия скоростей у которых больше, чем у остальных полуправильных переменных звезд.

Неправильные и полуправильные переменные с периодами до 100—150 дней, по скорости Солнца относительно них и эллипсоиду скоростей, по-видимому, не сильно отличаются от белых карликов, однако полуправильным переменным с периодами больше 100—150 дней в этом отношении, вероятно, лучше всего соответствуют гиганты спектральных классов А—F (Паренаго, 1954).

Движение Солнца относительно полуправильных и неправильных переменных звезд показано в табл. 67. Вероятно, скорость Солнца меньше относительно полуправильных переменных, чем неправильных.

Таблица 67

Пространственно-кинематические характеристики углеродных звезд

C	V_0	L_0	B_0	σ_1	σ_2	σ_3	n
SR	12 ± 7	35 ± 34	-2 ± 52	29	8	22	69 (2)
L	25 ± 8	41 ± 18	7 ± 31	0,0105	0,0041	0,0070	29 (3)

Табл. 67 содержит также параметры эллипсоида скоростей для неправильных звезд, полученные по собственным движениям.

ЛИТЕРАТУРА

- Анерт, 1948 — Ahnert P., AN 276, 133.
 Арп, Брукел, Лоуренс, 1963 — Arp H., Brueckel F., Lourens, ApJ 137, 1, 228.
 Ашбрук, Данкомб, Верком, 1954 — Ashbrock J., Duncombe R. L., Woerkom A. J. J., AJ 59, 12.
 Баласогло В. Б., 1949, Одесск. пзв. 2, 1, 59.
 Бейер, 1948 — Beyer M., Erg. AN 11, 4.
 Бейер, 1950 — Beyer M., Erg. AN 12, 2.
 Бланко, 1964 — Blanco V. N., AJ 69, 9, 730.
 Бланко, 1965 — Blanco V. N., Stars and Stellar Systems, vol. 5, University of Chicago Press, ch. 12.

- Бланко, Плаут, 1965 — Blanco V. N., Plaut L., PASP 77, 459.
 Бриде А. М., 1950, ИЗ 7, 4, 240.
 Вилсон, 1942 — Wilson R. E., ApJ 96, 371.
 Вилсон, 1952 — Wilson R. E., New General Catalogue of Radial Velocities, Washington.
 Джой, 1942 — Joy A. H., ApJ 96, 344.
 Икауникс Я. Я., 1963, Тр. Астрофиз. лаб. 9, Рига, стр. 5—78.
 Икауникс Я. Я., 1966, Тр. Астрофиз. лаб. 9, стр. 103.
 Ишида, 1960 — Ishida K., Publ. Astr. Soc. Japan 12, 2, 214.
 Кинан, Теске, 1956 — Keenan P. C., Teske R. G., ApJ 124, 499.
 Кукаркин Б. В., Паренаго П. П., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1958, Общий каталог переменных звезд, изд-во АН СССР.
 Кукаркин Б. В., Ефремов Ю. И., Холопов П. Н., 1960, Первое дополнение ко второму изданию Общего каталога переменных звезд, изд-во АН СССР.
 Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. И., Кукаркина Н. П., Медведева Г. И., Перова Н. Б., Федорович В. П., 1967, Второе дополнение ко второму изданию Общего каталога переменных звезд, «Наука».
 О'Коннел, 1932 — O'Connell D. J., NB 888.
 Паренаго П. П., 1954, Курс звездной астрономии, Гостехиздат, стр. 140.
 Пейн-Гапошкина, 1952 — Payne-Gaposchkin C., HA 118, 11.
 Сэнфорд, 1944 — Sanford R. F., ApJ 99, 2, 145.
 Свингс, Свингс, 1967 — Swings J. P., Swings P., Astrophys. Letters, 1, 54.
 Секвист, 1967 — Seaquist E. R., ApJ 148, 223.
 Смак, 1964 — Smak J., ApJ. Suppl. 9, 89.
 Стеббинс, Хаффер, 1930 — Stebbins J., Huffer C. M., Pub. Washburn obs. 15, 139.
 Стотерс, 1963 — Stothers R., AJ 68, 4, 242.
 Такаянаги, 1960 — Takayanagi W., Publ. Astr. Soc. Japan 12, 3, 314.
 Уокер, 1958 — Walker M. F., ApJ 128, 562.
 Фист, 1953 — Feast M. W., M.N. R.A.S. 113, 510.
 Фист, 1963 — Feast M. W., M.N. R.A.S. 125, 5—6, 367.
 Хассенштейн, 1938 — Hassenstein W., Potsd Publ. 29, 1.
 Эгген, 1965 — Eggen O. J., Obs. 85, 191.

УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

Абт (Abt H. A.) 104, 128, 133, 134, 153—155, 157, 166, 168, 170, 171, 174, 209, 256
 Адамс (Adams A. N.) 283, 299
 Алешин В. И. 24, 29, 38, 39, 46, 48, 53, 56, 59
 Али (Ali K.) 273
 Алиев А. А. 170, 171
 Аллен (Allen C. W.) 58
 Алмар (Almar J.) 214
 Альбрехт (Albrecht S.) 282
 Амбарцумян В. А. 345
 Андерхилл (Underhill A. B.) 283, 296
 Андронов А. А. 24
 Анерт (Ahnert P.) 144, 337, 351
 Апрого (Henroteau F. C.) 283, 294
 Ари (Arg H. C.) 59, 66, 67, 72, 76, 77, 79, 84, 86, 90, 92, 94, 97, 113—116, 125, 131, 307, 308, 361
 Ашбрук (Ashbrock J.) 351
 Вааде (Baade W.) 57, 65, 67, 69—71, 77—79, 90, 108, 110, 114, 124, 125
 Байдельман (Bidelman W. P.) 75, 254, 324
 Баксандали (Baxendell J.) 140
 Баласогло В. Б. 351
 Балаш-Детре (Balasz-Detre J.) 214, 218, 217
 Банер (Bahner K.) 90, 99, 103
 Банпу (Barni M. K. V.) 105
 Барли (Burley J.) 343
 Баском (Bacombe W.) 248
 Бейер (Beyer M.) 143, 147, 351, 352
 Бейли (Bailey S. T.) 124, 177, 184, 192
 Бекер (Becker W.) 29, 110, 250
 Беклин (Becklin E.) 323
 Белл (Bell R. A.) 101
 Белоголовский А. А. 17, 65, 106
 Бём-Витензе (Böhm-Vitense E.) 27, 59
 Берг, ван ден (Berg, van den S.) 72, 110, 111, 115
 Бессел (Bessel M. S.) 252, 253, 254
 Бечварн (Bechvarf A.) 72
 Билт, ван дер (Bilt, van der J.) 140
 Блэу (Blauw A.) 77, 78, 182, 222, 224, 284
 Бляжко С. Н. 181, 214
 Бланко (Blanco V. M.) 338, 354, 362, 363
 Бойс (Boyes P. B.) 313
 Бонзак (Bonshak W. K.) 201, 207, 209
 Боттлингер (Bottlinger K. F.) 108
 Боярчук А. А. 254, 296
 Браве (Bravais A.) 191

Брежер (Bregger M.) 74, 241, 253
 Брекслиридж (Brecklinridge J. B.) 98
 Брентон (Brenton V. K.) 147
 Бриде А. М. 352
 Брукел (Brueckel F.) 307
 Бхатнагар (Bhatnagar P. L.) 38
 Вайгерт (Weigert A.) 29, 60
 Валлерштейн (Wallerstein G.) 26, 80, 129, 133, 135
 Вальравен (Walraven J. H.) 89
 Вальравен (Walraven Th.) 17, 38, 89, 97, 102, 223, 267, 283
 Вардуа (Vardua M. S.) 320
 Васильченко Н. В. 322
 Васьильновская О. П. 130
 Ваут (Voute J.) 144
 Вахман (Wachmann A. A.) 241
 Вапакидзе М. А. 196
 Вела (Wehlau W.) 243, 244, 247, 273
 Верком (Woerkom A. J. J.) 351
 Весселинг (Wesseling A. J.) 74, 81, 126, 276, 278, 292
 Вилсон (Wilson O. C.) 80, 105, 242, 273
 Вилсон (Wilson R. E.) 69, 70, 332, 333, 335, 337, 341, 356, 362, 365
 Уильямс (Williams J. A.) 101, 102, 105, 146, 148
 Вильямс (Williams A. D.) 201, 204
 Виртанен (Virtanen C. A.) 196
 Висневский (Wisniewski W. Z.) 323
 Витт А. А. 24
 Вольфтер (Woltjer L.) 266, 275, 278—280
 Вулли (Wolley R.) 67, 84, 116, 138, 184, 191—195, 273
 Вульф (Woolf N. J.) 314, 316
 Габович (Gabovits J.) 308, 309
 Газе В. Ф. 296
 Гапошкин (Gaposchkin S. J.) 67, 84, 86, 92, 95, 110, 115, 144, 147, 283
 Гасколь (Gascolgne S. C. B.) 67, 84, 91, 97, 102
 Гаустадт (Gaustad J. E.) 316
 Генкин И. Л. 78
 Герасимович Б. П. 334, 337
 Герк, ван (Herck, van G.) 255, 276, 279
 Герцберг (Herzberg G.) 315
 Герцшпрунг (Hertzsprung E.) 65, 68, 87, 89, 105, 124
 Гетцлер (Hetzler Cd.) 321, 323, 338
 Гилленберг (Gyllenberg M.) 334, 336, 337
 Гингерич (Gingerich O.) 325

Голинько В. Ф. 60, 105
 Горбачий В. Г. 326
 Граттон (Gratton L.) 67, 82, 267, 272
 Гринштейн (Greenstein J.) 254
 Гудрайк 64
 Гурм (Gurm H. S.) 38
 Гусева (Якимова) Н. Н. 100—104
 Гутник (Guthnick P.) 282

Даниельсон (Danielson R. E.) 314
 Данкомб (Duncombe R. L.) 351
 Даниггер (Danziger I. J.) 186, 202, 241—243, 245, 248—250, 252, 253, 257—259, 278
 Дайч А. А. 175
 Дайч (Deutsch A. J.) 324
 Детре (Detre L.) 214, 216, 217
 Дженкинс (Jenkins L. F.) 250
 Джеффрей (Jeffrey D.) 321
 Дживер (Giver L. P.) 199, 202, 209
 Джинс (Jeans J.) 65
 Джой (Joy A. H.) 60, 107, 145, 152, 159, 161, 162, 330, 362
 Джонс (Jones D. H. P.) 245
 Джонсон (Johnson H. L.) 79, 80, 85, 100, 107, 210, 318, 317, 319, 323
 Диккенс (Dickens R. J.) 125, 126, 131, 122, 241—243, 245, 248—250, 252, 253, 257—259
 Добронравин П. П. 308
 Дойг (Doig P.) 71
 Ержикиевич (Jerzykiewicz M.) 245
 Еркесова Г. Е. 130
 Ефремов Ю. Н. 60, 67, 73, 75, 76, 79—81, 83, 85, 86, 88—92, 97, 99—102, 112, 114, 115, 117
 Жданова Н. Г. 144, 147, 118, 152, 157, 175
 Жеванн С. А. 16—21, 27—29, 31—35, 37—39, 41, 43, 45, 48, 49, 51—60, 66, 67, 106, 345
 Зебер (Zelberg V.) 245, 247

Ибен (Iben J.) 60, 83, 109, 252
 Ивановская (Iwanowska W.) 182, 344
 Ивене (Iwens L. J.) 117
 Иккауинкс Я. Я. 333, 336, 339, 353, 361, 362, 364, 365
 Ирвин (Irwin J. B.) 71—73
 Ириарте (Iriarte B.) 79, 80, 85
 Иссерштедт (Isserstedt J.) 110
 Ишида (Ishida K.) 364
 Кайзер (Kaysar S. E.) 67
 Камешный (Kameny F.) 147
 Камло (Kamllo F.) 319
 Каммон (Cammon D.) 313, 322, 323
 Канлон (Cannon R. D.) 322
 Кассельс (Casseiss A. J.) 191
 Каримова Д. К. 78
 Кви (Kwee K. K.) 127—129, 132, 133
 Кемпбелл (Campbell L.) 324
 Керей (Carey J. V.) 125, 126, 131
 Кертис (Curtiss R. H.) 162
 Кинан (Keenan P. C.) 103, 308, 319, 324, 337, 364

Кинг (King D. S.) 112
 Кинман (Kinman T. D.) 196
 Киппенхан (Kippenhahn R.) 29, 60, 83, 96, 97, 112, 113, 117, 278
 Клуб (Clube V. M.) 78
 Клувер (Kluuyver H. A.) 299
 Коваленко В. М. 75
 Коваль Г. Т. 144
 Койпер (Kuiper G. P.) 83, 313
 Кокс (Cox J. P.) 17—19, 24, 44, 52
 Колеман (Coleman I.) 313
 Конде (Conde H.) 257
 Копилов И. М. 60, 67, 76, 79—81, 85, 87, 94, 99, 101, 107, 108, 112, 114, 117, 287, 293, 294
 Котари (Kothary D. S.) 38
 Коул (Code A. D.) 102, 210
 Коулинг (Colwing T. G.) 19, 20
 Крауфорд (Crawford D. L.) 101
 Крафт (Kraft R.) 26, 66, 67, 72, 75, 76—84, 86, 90, 98—112, 114, 115, 148, 150, 343
 Кристи (Christy R.) 17, 24, 25, 39, 46, 48, 59, 67, 83, 93, 137, 227—232, 234—238, 252, 253, 256, 267, 268, 278
 Крон (Kron G. E.) 67, 84, 91, 98—102, 290—292, 317
 Кубяк (Kubiak M.) 308, 309
 Кузис (Cousins A. W. J.) 241
 Кукаркин Б. В. 65, 68, 70, 78, 84, 87, 89, 92, 94, 95, 108, 110, 115, 124—126, 131, 137, 186, 196, 263, 264, 280, 306, 331, 337, 339, 340, 350, 352, 353
 Куликовский П. Г. 341
 Кумар (Kumar S. S.) 325
 Кумшвилли Я. И. 292
 Курочкин Н. Е. 82, 136
 Кули (Kuhl L. V.) 257, 311, 314, 320—322
 Кушваха (Kuchwaha R. S.) 38
 Кшемиски (Krzeminski W.) 145, 149
 Лаваньино (Lavagnino C. J.) 267
 Ланге Г. А. 180, 184, 218
 Латан (Lathan D. M.) 325
 Латышев Н. Н. 82, 83, 136
 Лаутман (Lutman D. A.) 38
 Леду (Ledoux P.) 17, 19, 38, 283, 298
 Лейнер (Leiner E.) 147
 Лейтон (Leighton R. B.) 321, 323
 Ленхам (Lenham A. P.) 74
 Леунг (Leung K.-C.) 243, 244, 247, 273
 Левитт (Leavitt H. C.) 65, 68
 Линга (Lynga G.) 75
 Линдблад (Lindblad P. O.) 241
 Лински (Linsky J.) 325
 Лорета (Loreta E.) 157
 Лоу (Low F. J.) 317
 Лоуренс (Lourens) 307
 Лундмарк (Lundmark K.) 69, 337
 Людендорф (Ludendorff H.) 333
 Ляст П. С. 30, 40
 Магалашвили Н. И. 292
 Макаренко Е. Н. 89, 91
 Мак-Витти (McVittie G.) 68
 Мак-Кибен (McKibben V.) 110, 116

Мак Лафлин (McLaughlin D.) 162—165
 Мак Намара (McNamara D. H.) 203, 204, 206, 251, 253, 257—259, 264, 270, 271, 276—278, 293, 294
 Максвелл (Maxwell J. C.) 105
 Марлборо (Marlborough J. M.) 101
 Мандель О. 178
 Маффей (Maffei P.) 323, 324
 Майнелл (Maynall M.) 324
 Мейер (Meyer W. F.) 283, 297
 Мейер-Хорфмейстер (Meyer-Hofmeister E.) 67
 Мелвилл (Melville J. P.) 245
 Мельникова О. А. 67, 70, 106, 118, 283, 300
 Мендоза (Mendoza E. E.) 316—319, 320, 322, 323
 Меррилла (Merrill P. W.) 324, 327, 332, 337, 341
 Мерц (Mertz D. E.) 321
 Мерц (Mertz L.) 313
 Миан (Mianes P.) 98, 99, 101, 132
 Миллис (Mills R. L.) 241
 Минер (Miner H.) 69, 70
 Миннарт (Minnaert M. G. J.) 26
 Миссана (Missana N.) 191
 Митчелл (Mitchell R. J.) 67, 88, 89
 Мичайка (Miczalka G.) 336, 337
 Морган (Morgan H. R.) 77, 78
 Морган (Morgan W. W.) 103, 210, 319
 Мороз В. И. 313, 322
 Мур (Moore J. H.) 283
 Муллер (Muller A. B.) 97
 Мюнх (Münch G.) 182, 313, 321, 322
 Набоков М. Е. 144
 Невен (Neven L.) 201, 209
 Нейгебауер (Neugebauer G.) 313, 321—323
 Нейл (Neil V.) 95, 116
 Никольсон Н. С. 67, 100
 Никольсон (Nicholson S. B.) 56, 308, 332
 Нishимура (Nishimura S.) 241
 Нотти (Notni P.) 275, 276, 279
 Ньюборн (Newburn R. L.) 314
 Оггсон (Angason G.) 253
 Оджерс (Ogders G. J.) 299
 О'Коннелл (O'Connell D. J.) 351
 Оорт (Oort J. H.) 337, 339, 341, 343
 Освальдс (Oswalds V.) 337, 341
 Осмер (Osmer P. S.) 104
 Остерхофф (Oosterhoff P. T.) 97, 126, 137, 266, 267
 Оук (Oke J. B.) 107, 188, 199, 201, 202, 209, 214, 278
 Павловская (Перепелкина) Е. Л. 78, 160—162, 169, 190—193, 195
 Паддок (Paddock G. F.) 244
 Палмер (Palmer D. R.) 186
 Паренато П. И. 65, 68, 70, 77—79, 85, 87, 89, 92, 94—97, 107, 111, 160, 172, 173, 249, 336, 366
 Пачинский (Paczynski B.) 176, 207, 218, 224, 247, 273

Пейн-Гапошкин (Payne-Gaposchkin C.) 67, 84, 86, 90—92, 95, 115, 127, 128, 180, 144, 147, 283, 351
 Петри (Petrie R. M.) 294
 Петтит (Pettit E.) 56, 308, 332
 Пигготт (Pigott E.) 61, 140
 Пикеринг (Pickering E. C.) 68
 Пламмер (Plummer H. C.) 17, 65
 Плаут (Plaut L.) 137, 138, 191, 339, 341, 354
 Понсен (Ponsen J.) 243, 244, 266, 271, 280
 Попов В. С. 296, 300
 Поппер (Popper D. M.) 271
 Прасад (Prasad C.) 38
 Престон (Preston G. W.) 106, 144, 145, 147, 148, 150, 155—157, 161, 168, 165—168, 170, 171, 173, 179, 183, 181, 186, 188, 191, 199, 203, 207, 212, 218, 224, 225, 247, 257—280, 289, 273, 279, 341, 344
 Проник Н. П. 296
 Ресковский Ю. П. 68
 Рабинович (Rabnowitz J. N.) 18, 19
 Райт (Wright K. O.) 115
 Райт (Wright W. H.) 256
 Реддиз (Reddish V. C.) 59
 Рассел (Russell H. N.) 314
 Рисли (Risley A. M.) 337, 341
 Риттер (Ritter A.) 17, 65
 Робинзон (Robinson L. V.) 88, 180
 Роджерс (Rodgers A. W.) 101, 270
 Роза (Rosa A.) 27
 Розино (Rosino L.) 144, 145, 147
 Росланд (Rosland C.) 80
 Росселанд (Rosseland S.) 17, 38
 Роуз (Rose W. K.) 314—316
 Рохлес (Rohles K.) 110
 Рубин (Rubin V. G.) 343
 Саведов (Sawedoff M.) 38, 294
 Саявал (Sawal N. B.) 241, 253
 Саундерс (Saunders J.) 191, 212
 Сафронов В. С. 332, 335, 337, 341
 Сахад (Sahade J.) 245, 247
 Свингс (Swings J. P.) 350
 Свингс (Swings P.) 283, 350
 Сволорупос (Svolorupos S. N.) 98, 99, 101
 Секвист (Seagust E. R.) 350
 Сельга (Selga M.) 282
 Сен (Sen H. K.) 38
 Сандидж (Sandage A. R.) 59, 66, 67, 72, 76, 80—87, 114, 115
 Серковский (Serkowski K.) 80
 Синтон (Sinton W. M.) 313
 Сирл (Searle L.) 199, 202, 209
 Скотт (Skott R.) 345
 Слайфер (Slipher W. M.) 282
 Смак (Smak J.) 80, 146, 147, 218, 224, 307—309, 316, 317, 320, 332, 337, 341, 357
 Смит (Smith B.) 285
 Смит (Smith H. J.) 263, 264, 274, 275, 279, 280
 Смит (Smith L.) 117
 Спиррад (Spilrad H.) 269, 311, 314, 320—322

Стеббинс (Stebbins J.) 56, 282, 290—292, 317, 334
 Стилбс (Stibbs D. N.) 107
 Стотерс (Stothers R.) 380
 Стрелкова Э. И. 141
 Стрёмгрен (Strömgen B.) 203, 204
 Струве (Struve O.) 102, 182, 190, 222, 224, 244, 245, 247, 279, 283—285, 288, 289, 297—299
 Суон (Swope H.) 67, 90
 Сьерра, де (Sierra, de A. C.) 257
 Сонфорд (Sanford R. F.) 54, 152, 157—159, 172, 173, 364
 Такананаги (Takuanagi W.) 364
 Тамман (Tammann G. A.) 67, 76, 80, 81, 83, 85—87, 115
 Текерей (Thackeray A. D.) 70, 113, 116, 117
 Тернер (Turner J. R. G.) 275, 278
 Терразас (Terrazas L. R.) 182
 Теске (Teske R. G.) 364
 Тинберген (Tinbergen J.) 89
 Тиссен (Thissen G.) 118
 Тифф (Tift W. G.) 207
 Томас (Thomas H.) 60
 Тремко (Tremko J.) 207, 238
 Тсуи (Tsuiji T.) 319, 325
 Тулдер (Tulder J. J.) 339
 Уайтфорд (Whitford A. E.) 317
 Уилди (Wilsey R. L.) 75
 Уинг (Wing R. F.) 311—314, 320—322
 Уитни (Whitney C.) 17, 24, 44, 55
 Ульрих (Ulrich V. T.) 328
 Умов Н. А. 17, 65
 Унсольд (Unsold A.) 27
 Уокер (Walker M. F.) 241, 242, 273, 300
 Уреке В. 76
 Устинов Б. А. 216, 220
 Утсуми (Utsumi K.) 319
 Фас (Fath E. A.) 241, 243, 244
 Ферри (Ferne J. D.) 67, 82, 99—102, 109—111, 125, 131
 Филлипс (Phillips J. G.) 314, 315
 Фист (Feast M. W.) 107, 111, 341, 344, 360, 364
 Фитч (Fitch W. S.) 243, 245, 256, 257, 268
 Флеминг (Fleming W. P.) 177
 Флора Н. Ф. 95
 Франц (Franz O. G.) 74
 Фринган (Fringant A.-M.) 200
 Фрикке (Fricke W.) 78
 Фролов М. С. 126, 251, 271, 276—278, 280
 Фрост (Frost E. B.) 282, 299
 Фуйта (Fujita Y.) 319
 Фуллертон (Fullerton V.) 256, 257, 267, 268
 Хаббл (Hubble E.) 65, 68
 Харен (Hagen G. L.) 115

Хайкин С. Э. 24
 Хамфрейс (Humphreys R. M.) 230
 Хансен (Hansen K.) 257, 259
 Харди (Hardie R. H.) 128, 138, 134, 209
 Хардинг (Harding G. A.) 191
 Харпер (Harper W. E.) 256
 Хаслам (Haslam C. M.) 245
 Хассенштейн (Hassenstein W.) 351
 Хаффер (Huffer C. M.) 354
 Хейсманен (Heiskanen W.) 333
 Хилл (Hill G.) 285, 287, 302
 Хилтнер (Hiltner W. A.) 90, 99, 103, 148, 150
 Ходж (Hodge P. W.) 80, 115, 116
 Хомонов Н. Н. 72, 73, 75, 80
 Хоф, ван (Hoof, van A.) 283, 284, 288, 290, 297, 299
 Хофмейстер (Hofmeister E.) 60, 67, 96, 97, 114, 278
 Хьюс (Hughes E. E.) 323
 Хьюб (Hube J. O.) 67

Царевский Г. С. 58, 60, 75, 76, 100—104, 132, 133
 Церасская Я. П. 140
 Цеселев В. И. 67, 141, 144, 147, 148, 150—152, 158, 172, 173, 175, 180, 185, 207, 216, 220, 238

Чен (Kwan-yu-Chen) 241

Шайн Г. А. 296, 308, 326
 Шатлеворт (Shuttleworth) 111
 Шаховская Н. И. 130
 Шацман (Schatzman E.) 106
 Шварцшильд (Schwarzschild K.) 67
 Шварцшильд (Schwarzschild M.) 38, 314—316
 Шепли (Shapley H.) 17, 65, 68—71, 77—79, 96, 110, 214
 Шилт (Shilt J.) 110
 Шмидт (Schmidt M.) 78, 108, 109, 111, 343
 Шмидт-Калер (Schmidt-Kaler Th.) 110
 Шнеллер (Schneller H.) 108
 Эгген (Eggen O. J.) 71, 75, 86, 91, 97, 102, 125, 131, 240, 241, 247—250, 257, 263, 273, 275, 276, 281, 307, 360
 Эддингтон (Eddington A. S.) 17—23, 29, 31, 37, 48, 65
 Эрик (Opik H.) 308
 Эис (Epps E.) 116
 Эпштейн (Epstein J.) 39, 57

Юнг 283

Ягер, де (Jager, de C.) 201, 209, 290
 Ямамото (Yamamoto H. H.) 89, 132, 133
 Ямамота (Yamashita Y.) 319
 Янг Хай-мэй (Yang Hai Scou) 60
 Яшек (Jaschek C.) 257

М., 1970 г., 372 стр. с илл.

Редактор И. Е. Рохлин.
Техн. редактор С. Я. Шкляр.
Корректор Е. Я. Герасимовская.

Сдано в набор 3/XII 1969 г.
Подписано к печати 18/V 1970 г.
Бумага 84×108¹/₁₆. Физ. печ. л. 11,625.
Условн. печ. л. 19,53.
Уч.-изд. л. 20,64. Тираж 2300, экз.
Т-07861
Цена книги 1 р. 95 к.
Заказ № 3162

Издательство «Наука».
Главная редакция
физико-математической
литературы.

Москва В-71, Ленинский
проспект 15.

2-я типография изд-ва «Наука»
Москва, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
27	4 сверху	она	зона
28	11 сверху	dO	dQ
145	2 снизу	последование	исследование
241	13 снизу	0,1 4	0,134
241	14 снизу	0,1 3	0,133
241	15 снизу	6,3 V	6,33V
241	1 сверху	0 d 0 5:	0 d 0 35:
241	1 сверху	0 m 0 V	0 m 0 3V

Зак. 3162